



TITLE:

沸騰現象の直接数値予測手法構築 に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

小瀬, 裕男

CITATION:

小瀬, 裕男. 沸騰現象の直接数値予測手法構築に関する研究. 京都大学, 2012, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2012-03-26

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k16848>

RIGHT:

許諾条件により要旨・本文は2014-04-01に公開

沸騰現象の直接数値予測手法構築
に関する研究

2012 年

小 瀬 裕 男

Study on Direct Numerical Prediction Procedure for Boiling Phenomena

Yasuo Ose

2012

Abstract

In this study, in order to clarify the heat transfer characteristics of the boiling phenomena and to discuss on their mechanism, a direct numerical procedure for predicting the boiling phenomena has been developed. This procedure consists of an improved phase-change model and a consideration of a relaxation time based on the quasi-thermal equilibrium hypothesis.

At first, in order to establish the detailed data-base of boiling behaviors to validate the direct numerical procedure for predicting the boiling phenomena, the transient bubble shape data for every bubble-life cycle were obtained by means of the visualization experiments regarding the subcooled pool-boiling phenomena by using an ultrahigh speed video camera with a telescope system. Various transient bubble behavior data were obtained by using a simple image processing, and then the entire bubble growth process was compared with the results of existing analytical equations, such as Rayleigh's equation in the inertia control region and Plesset & Zwick's equation in the heat transfer control region. Resulting from this comparison, the experimental data represented well both the inertia control and heat transfer control regions and was confirmed as the validation database for direct numerical simulation for boiling phenomena.

On the other hand, three dimensional direct numerical simulations based on the MARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) with the improved phase-change model and a consideration of a relaxation time have been conducted for an isolated boiling bubble behavior in a subcooled pool. The subcooled bubble behaviors, such as the growth process of the nucleated bubble on the heating surface, the condensation process and the extinction behaviors after departing from the heating

surface were investigated, respectively. Especially, the bubble departing behavior from the heating surface was discussed in detail. The overall numerical results showed in very good agreement with the experimental results and the existing analytical equations. In conclusion, the developed direct numerical prediction procedure for boiling phenomena can be applied to the prediction of the subcooled pool boiling phenomena, and the extension of this procedure could have a big potential to directly predict the Dry-out and DNB-types critical heat flux in the near future.

目 次

第 1 章 序 論	1
1.1. 背 景	1
1.2. 研究目的と内容	3
参考文献	7
第 2 章 混相流数値解析手法 MARS の概要	9
2.1. 基礎方程式	9
2.2. 気液界面勾配を考慮した界面体積追跡法	12
2.3. 表面張力モデル	16
2.4. 接触角モデル	19
2.5. エネルギー式と沸騰・凝縮モデル	20
参考文献	25
第 3 章 サブクール・プール沸騰可視化詳細データベースの構築	26
3.1. 可視化実験概要	27
3.2. 定量化手法	28
3.3. 時間依存気泡形状データベースの構築	31
3.3.1. 可視化画像	31
3.3.2. 気泡体積	42
3.3.3. 気泡形状	45
3.3.4. 気泡成長理論式との比較	50
3.4. まとめ	53
参考文献	54
第 4 章 非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築と検証	56
4.1. 従来の沸騰・凝縮モデルにおける問題点の摘出	57
4.1.1. 気泡成長過程の検討	59
4.1.2. 気泡凝縮・消滅過程の検討	67
4.2. 非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築	72

4.2.1. 修正相変化モデル	72
4.2.2. 気泡成長に関する支配因子の検討	79
4.2.3. 緩和時間モデル	84
4.3. まとめ	103
参考文献	104
第5章 直接数値予測手法の適用例	105
(単一気泡の離脱挙動シミュレーション)	
5.1. 解析体系	106
5.2. 気泡離脱時の気泡形状に対するサブクール度及び初期温度場の影響 ..	108
5.3. 離脱沸騰気泡に伴って形成されるプルーム構造	117
5.4. 気泡離脱挙動に及ぼす表面張力と伝熱面濡れ性の影響	124
5.5. 気泡離脱に伴う伝熱面上の伝熱特性	131
5.6. まとめ	135
参考文献	136
第6章 結 論	137
6.1. 総括結論	137
6.1.1. サブクール・プール沸騰可視化詳細データベースの構築	137
6.1.2. 非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築と検証	138
6.1.3. 直接数値予測手法の適用例	140
(単一気泡の離脱挙動シミュレーション)	
6.2. 今後の課題と展望	142
参考文献	145
謝 辞	146

第 1 章 序 論

1.1. 背 景

沸騰現象は、加熱された固体表面上で液体が気体に相変化し、気泡が生じる現象を指す。この沸騰現象は日常身近に経験する古くから知られた伝熱形式であるが、非常に優れた除熱特性、すなわち、空気や水単相での対流熱伝達（たとえば液単相強制対流で $10^2 \sim 10^4 \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ）と比較して、大きな熱伝達率（ $10^4 \sim 10^5 \text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ ）が得られることが知られている。このため、これまで様々な分野で幅広く応用され、今日の産業発展に多大な貢献を与えていることは周知の通りである。この沸騰熱伝達の優れた特性は、古くは金属の焼入れに始まり、産業革命では沸騰により発生した蒸気を動力源とする蒸気機関、沸騰水型原子炉（BWR : Boiling Water Reactor）、宇宙プラント、省エネルギー機器、最近では超小型の電子デバイス等の冷却等に至るまで工業的に幅広く利用されている。

このような工学的に重要である沸騰現象の科学的な研究は、1930 年頃の Jacob [1.1] や沸騰時の伝熱特性を表す沸騰曲線を初めて見出した Nukiyama [1.2] に始まり、既に半世紀以上もの間、膨大な研究が行われており [1.3-1.6]、特に沸騰開始直後の気泡生成を伴う核沸騰はわずかな伝熱面過熱度で非常に高い熱流束を与えるため、工学上重要とされている。しかしながら、沸騰現象自体は液体から気体への相変化を伴っており、さらに様々な因子が複雑に絡み合っているため、非常に非線形性の強い現象である。ここで、液体を満たした容器（プール）中において液相温度が飽和温度に満たない（サブクール）条件下での沸騰現象である「サブクール・プール沸騰」の場合には、そのサブクール度（飽和温度とバルク液温との差、すなわち、過冷度）の増加に伴い、飽和沸騰と比較して高い熱流束を得られることが実験的に明らかとなっている [1.7]。特にサブクール条件下で生じる核沸騰では、伝熱面から発生した蒸気泡は直ちに過冷液に触れるため、凝縮を伴いながら気泡成長し、成長した気泡は伝熱面から離脱し、離脱後の気泡は更に凝縮が続いて、最終的に消滅する。このようにサブクール沸騰現象は複合した物理現象を含んでおり、その詳細なメカニズムは未だ解明されていない。また最近では、高サブクール条件下で発生するとされる気泡微細化沸騰（MEB: Microbubble Emission Boiling）が注目されており [1.8]、超

小型電子デバイスの冷却としての利用が期待されているが、その発生機構の解明については全く手をつけられていないのが現状である。

このような沸騰現象に対して、気泡核の発生素過程についてはいくつかの仮説はあるものの最も解明が困難な課題ではあるが、気泡核発生後の気泡成長の素過程である「沸騰開始直後に気泡核がどのように成長するのか」という問題ですら、未だに十分には解明されていない。このような気泡成長の素過程に関する研究は過去に数多く行われており、2つの領域に大別されている[1.9]：

- 1) 慣性支配（成長初期）：大きな液体慣性の下で成長する段階（気泡径は時間に比例）
- 2) 熱伝達支配（成長後期）：熱的なバランスで成長する段階（気泡径は時間の平方根に比例）

これら2つの気泡成長過程に関する理論的な解釈は、各々、1) Rayleigh [1.10] および 2) Plesset and Zwick [1.11] により与えられており、また、Mikic, Rohsenow and Griffith [1.12] は両者を包含する近似解を求めている。しかしながら、いずれも均一な過熱液中の球形気泡の気泡成長を仮定した解であり、実際の現象に見られるような不均一な温度場や気泡変形を伴う場合への適用性は疑問である。元来、沸騰現象自体が非常に非線形性の強い複合物理現象であるため、純粋に理論的な導出は困難とされ、また実験的にも現象の時間および空間スケールの多重性や計測技術の限界等から直接的な現象観察は極めて困難であることが知られている。それゆえ、現状では膨大な実験データを丹念に解析し、帰納的にある仮説を打ち出し、経験的なパラメータを導入した実験式や経験式に依存するモデル化（構成方程式の構築）が一般的である。そのような実験相関式は、原子力分野では熱流動設計や安全解析等で幅広く利用されており、数多くの実績が認められているが、モデルの適用範囲が著しく限定される、すなわち、実験相関式はそれを得た実験条件・範囲内だけに適用可能であるため、対象によっては新たな実験を数多く繰り返し、実験相関式や構成方程式を再構築しなければならない、これに伴う膨大なコストと時間が必要となる。例えば、沸騰水型原子炉内で発生しているような沸騰を伴う気液二相流の解析では、二流体モデル [1.13] と呼ばれる解析手法が主流として用いられている。この手法では気液界面のような微視的な構造は対象とせず、界面よりも大きなスケールの時間・

空間的な平均量として気液二相特性を巨視的に評価するために、計算負荷は大幅に軽減でき、比較的に大規模な系にも適用できる長所を持つ反面、気液二相流を特徴付ける界面構造や間欠的な挙動は考慮できないため、経験的な実験データに依存する構成方程式が必要となる。このように、実験式や経験式を全く含まない沸騰現象の完全なる数理モデルは未だ開発されていないのが現状である。

1.2. 研究目的と内容

これまでに開発されてきた実験式や経験式は、対象とする実験結果を高い精度でフィッティングさせるために、実験条件の範囲内での内挿性を重視していた傾向にある。そのような経験的モデルを用いた予測手法に対する信頼性を確保するためには、モデルから得られた結果の検証とモデル自体の妥当性確認 (Verification and Validation, V&V), さらには誤差 (Error) と不確かさ (Uncertainty) の評価が重要となる。しかしながら、経験的なモデルを用いた場合には、そのモデルの適用範囲を超えてしまった場合の信頼性を確保することは非常に困難である。したがって、より信頼性を高める予測手法の実現には、モデル自身の適用範囲に左右されない、つまり高い外挿性を有する予測手法の開発が求められている。そのような要求を満足するための新たな視点として、経験的なパラメータを排除したアプローチによる現象解明が非常に有用な手段になると考えられる。このような観点から、実験式や経験式を用いずに、気液界面の微視的な構造を評価対象とすることで、核沸騰時の気泡挙動や熱伝達を直接数値的に解析する研究例が最近報告されるようになった。このような沸騰現象の直接的な数値解析を行うには、気泡の成長や離脱、さらには大変形を伴う動的な挙動を捉えられるように、気液界面を精度良く輸送でき、かつ界面形状や気液の体積保存性に優れた手法を用いる必要がある。例えば、Lee and Nydahl [1.14] は核沸騰中の気泡成長について、質量、運動量およびエネルギー方程式の解法に数値的な写像法を用いた解析を行っている。但し、この方法では成長中の気泡形状は半球を保ったままで変形できない。Welch [1.15] は上昇中の気泡形状の変形を考慮するため、非構造移動格子に基づいた解析を実施したが、この方法では気泡離脱に伴う気泡の大変形は扱えない。また、Son, Dhir and Ramanujapu [1.16] は気泡の離脱を実現するために、Level set 法を用いた部分核沸騰での単一の気

泡成長および離脱の解析を行っている。彼らのモデルでは、気泡底部に存在するとされるマイクロレイヤーを模擬するために、解析体系をマイクロレイヤーが存在するmicro領域およびそれ以外のmacro領域に分割した詳細な解析を行っているが、解析条件としては軸対称、層流および各相の物性値は一定と仮定している。また、Yoon, Koshizuka and Oka [1.17] はメッシュフリーの数値解法としてMPS-MAFL法を用いた核沸騰中の気泡成長、離脱の解析を行い、既往の実験結果との定量的な比較を行っているが、気相側の温度および圧力は常に均一な平衡状態を仮定することで、気相側の方程式は解いていない。これまでの計算は、2次元が主流であったが、Shin, Abdel-Khalik and Juric [1.18] は、Front-tracking法的一种である Level Contour Reconstruction 法を用いた核沸騰の3次元計算を実施し、発砲点密度の影響を伝熱面過熱度として考慮しているが、気泡底部と伝熱面との接触面積および伝熱面温度は一定としている。さらに、Son and Dhir [1.19] は高熱流束下における核沸騰の2次元および3次元計算を行い、伝熱面上の複数点からの気泡成長によって生じる水平方向の気泡合体の影響を検討しているが、計算時間の増大を理由にして3次元計算は非現実的であると報告している。このように、沸騰現象の非経験的なモデルに基づく直接的数値計算手法は未だ十分に完成の域に達しているとは言い難く、実用的な問題として3次元計算への適用性にも限界があるように思われる。さらに、これまでの研究例のほとんどが飽和沸騰を対象とした解析であるため、既存のモデルに対するサブクール沸騰への適用性は未知数である。また、沸騰現象を完全にモデル化するためには、沸騰初生の問題、すなわち、「沸騰開始直後に気泡核がどのように成長するのか」という素過程を物理的に正しく表現可能な手法の確立が重要である。そのような中で、Kunugi が開発した混相流数値解析手法のMARS (Multi-interface Advection and Reconstruction Solver) [1.20] は、気液界面体積を十分な精度で輸送および保存を可能とし、そのMARSを用いて、Kunugi et al. [1.21] は均一核生成理論に基づく核生成モデルおよび気泡成長モデルの2段階の沸騰・凝縮モデルにより、等熱流束加熱条件でのサブクール・プール沸騰や強制対流サブクール沸騰の三次元非定常数値シミュレーションを実施した。しかし、沸騰気泡の離脱時の気泡底面の壁温の変化は実験で報告されている傾向（壁温が低下する）が捉えられておらず、彼等の沸騰・凝縮モデルが不完全であることを示唆している。

そこで本研究では、沸騰現象の解明に対して、非経験的な沸騰・凝縮モデルによるアプローチを目指し、数値解析によって沸騰時の伝熱特性やその詳細なメカニズムを解明するための直接数値予測手法構築を目的とする。具体的には、上述の混相流数値解析手法 **MARS** を基礎とし、準静的熱平衡過程の仮定に基づく非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築を行い、詳細なサブクール・プール沸騰可視化実験データベースによる検証を通して、沸騰現象の直接数値予測手法を確立することである。

本論文は6つの章から構成される。

第1章は本研究に至る背景と目的を述べる。

第2章では構築する沸騰現象の直接数値予測手法の基礎とした混相流数値解析手法**MARS**の概要として、その基礎方程式、気液界面勾配を考慮した界面体積追跡法、表面張力モデルや接触角モデルおよび、沸騰現象の解析に必要なエネルギー保存式と沸騰・凝縮モデルについて説明する。

第3章では沸騰・凝縮モデルを検証するために構築したサブクール・プール沸騰の可視化詳細データベースに関して、構築に用いた **Kawara, Okoba and Kunugi [1.22]**の高時空間分解能の可視化実験に関する概要を述べた後、実験で得られている可視化画像から時系列の詳細な気泡形状データを取得するための定量化手法を説明し、構築した詳細データベースから気泡形状に対するサブクール度の影響や既往の気泡成長理論式を用いて比較検討した結果を述べる。

第4章では**MARS**に組み込まれている沸騰・凝縮モデルを用いて予測した気泡成長や気泡凝縮・消滅過程における相変化量を第3章で構築した可視化詳細データベースにより比較検証した結果を述べ、さらに、従来モデルの前提である「準静的熱平衡過程」の適切なモデル表現を検討したうえで、修正相変化モデルおよび相変化時の緩和時間モデルを導入して新たに構築した非経験的な沸騰・凝縮モデルについて詳述する。また、この非経験的な沸騰・凝縮モデルに基づく沸騰気泡の成長過程に関する検証計算を通して、可視化詳細データベースや既往の気泡成長理論式との比較および検証を行った結果について述べる。

第5章では、構築した非経験的な沸騰・凝縮モデルを新たに組み込んだMARSに基づく直接数値解析手法の適用例として、サブクール・プール沸騰における単一気泡離脱挙動の数値シミュレーションを実施し、気泡離脱時の気泡形状に対するサブクール度や初期温度場の影響、離脱気泡に伴って形成されるプルーム構造や気泡離脱に及ぼす表面張力や伝熱面濡れ性の影響を検討し、さらに気泡離脱に伴う伝熱面上の伝熱特性を考察した内容を述べる。

最後に第6章では本研究の総括結論を述べるとともに、構築した非経験的な沸騰・凝縮モデルを用いた直接数値予測手法によって、工学上特に重要な役割を果たす限界熱流束の予測実現に向けた展望や課題について言及する。

参考文献

- [1.1] Jacob, M., Heat transfer in evaporation and condensation -I, *Mechanical Engineering*, Vol. 58(10), 643-660 (1936).
- [1.2] Nukiyama, S., The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *Journal of Japan Society of Mechanical Engineers*, Vol. 37(206), 367-374 (1934).
- [1.3] Rohsenow, W. M., Hartnett, J. P. and Cho, Y. I., Handbook of HEAT TRANSFER, 15.6-15.74, McGraw-Hill, New York (1998).
- [1.4] Carry, V. P., Liquid Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Process in Heat Transfer Equipment, 215-292, Taylor & Francis, Washington, DC (1992).
- [1.5] Collier, J. G. and Thome, J. R., Convective Boiling and Condensation - Third edition, 135-213, Oxford science publications, New York (1994).
- [1.6] Tong, L. S. and Tang, Y. S., Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow - Second edition, 7-117, Taylor & Francis, Washington, DC (1997).
- [1.7] Kandlikar, S.G., Shoji, M. and Dhir, V.K., Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation, 158-161, Taylor & Francis, Washington, DC (1999).
- [1.8] Shoji, M., Nishiguchi, S., Shibata, T., Ono, N. and Tange, M., Two possible types of boiling for the application to cooling devices utilizing micro-mini passages, *Proc. the 6th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion* (ISMF2009), 27-28 (2009).
- [1.9] Shoji, M., Concepts in Basic Bubble and Foam Engineering (in Japanese), 122-123, Techno system corp., Tokyo (2005).
- [1.10] Rayleigh, L., On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, *Phil. Mag.*, Vol. 34(200), 94-98 (1917).
- [1.11] Plesset, M. S., and Zwick, S. A., The growth of vapor bubbles in superheated liquids, *J. Appl. Phys.*, Vol. 25(4), 493-500 (1954).
- [1.12] Mikic, B. B., Rohsenow, W. M., and Griffith, P., On bubble growth rates, *Int. J Heat Mass Transfer*, Vol. 13, 657-666 (1970).
- [1.13] Akiyama, M. and Aritomi., Advanced Numerical Analysis of Two-Phase Flow Dynamics Multi-Dimensional Flow Analysis, 14-22, Corona Publishing, Tokyo (2002).

- [1.14] Lee, R. C., and Nydahl, J. E., Numerical calculation of bubble growth in nucleate boiling from inception through departure, *J. Heat Transfer*, Vol. 111, 474-479 (1989).
- [1.15] Welch, S. W. J., Direct simulation of bubble growth, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 41, 1655-1666 (1998).
- [1.16] Son, G., Dhir, V. K., and Ramanujapu, N., Dynamics and heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface, *J. Heat Transfer*, Vol. 121, 623-631 (1999).
- [1.17] Yoon, H. Y., Koshizuka, S., and Oka, Y., Direct calculation of bubble growth, departure, and rise in nucleate pool boiling, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 27, 277-298 (2001).
- [1.18] Shin, S., Abdel-Khalik, S. I., and Juric, D., Direct three-dimensional numerical simulation of nucleate boiling using the level contour reconstruction method, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 31, 1231-1242 (2005).
- [1.19] Son, G., and Dhir, V. K., Numerical simulation of nucleate boiling on a horizontal surface at high heat fluxes, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 51, 2566-2582 (2008).
- [1.20] Kunugi, T., Direct Numerical algorithm for multiphase flow with free surfaces and interfaces, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Series B, Vol. 63(609), 1576-1584 (1997).
- [1.21] Kunugi, T., Saito, N., Fujita, T. and Serizawa, A., Direct numerical simulation of pool and forced convective flow boiling phenomena, *Proc. of the 12th Int. Heat Transfer Conf.*, 497-502 (2002).
- [1.22] Kawara, Z., Okoba, T. and Kunugi, T., Visualization of behavior of subcooled boiling bubble with high time and space resolutions, *Proc. the 6th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-6)*, 424-428 (2007).

第 2 章 混相流数値解析手法 MARS の概要

2.1. 基礎方程式

混相流数値解析手法 MARS [2.1]は、功刀によって提案された高精度界面・体積追跡手法であり、PLIC（各格子セル内において、界面を任意の傾きを有する線分で近似する手法）[2.2] の考え方に基づき、1) 界面形状の正確な捕獲、界面再構築計算手順の単純化および、各格子セル内の流体率関数の移流計算手法に多段階輸送（1 時刻ステップを n 分割し、逐次界面形状を再計算しながら移流を行う手法）を行うことによる計算の効率化に成功している．さらに、2) 界面格子セル間の流体率の正確な輸送（体積保存）および、3) 格子界面での流体率の連続性（界面再構築）が確保され、様々な二相流現象に高い解析能力を有することが確認されている．

具体的な MARS の計算手法について述べる．MARS では、解析空間における任意の点 $(x_i, i=1,2,3)$ 周りのセルに占める各物質（固・液・気体）の時空間分布について、体積率関数 $F(t, x_i)$ を使ってモデル化し、固体表面、自由界面を定義する．空間分布 $\langle F \rangle$ はセル内に存在する各物質の体積比の総和として次式で表せる．

$$\langle F \rangle \equiv \sum F_n = 1.0 \quad (2.1)$$

ここで F_n は物質 n (=気体, 液体, 固体) の体積率, $\langle \rangle$ は平均を表す．

固体を除いた多相 m 流体に対する連続の式は流体率 F を用いて以下のように書ける．

$$\frac{\partial F_m}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) F_m = 0 \quad (2.2)$$

ここで、添字 m は気体または液体, \mathbf{u} は速度ベクトルである．また、多相流を

一つの流体として扱うため、各式中の物性値 ϕ は各相の平均値 $\langle\phi\rangle$ として次式で定義する.

$$\langle\phi\rangle=\sum(F_m\phi_m) \quad (2.3)$$

1 流体モデルに基づく運動方程式は Boussinesq 近似を用いない完全な Navier-Stokes 式であり、次式で表される.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) = \mathbf{G} - \frac{1}{\langle\rho\rangle}(\nabla P + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \mathbf{F}_v) \quad (2.4)$$

ここで、 \mathbf{G} は重力加速度、 ρ は密度、 P は圧力を示し、粘性応力 $\boldsymbol{\tau}$ は次式で定義した.

$$\boldsymbol{\tau} = -\langle\mu\rangle[(\nabla\mathbf{u}) + (\nabla\mathbf{u})^T] \quad (2.5)$$

また、表面張力による体積力 \mathbf{F}_v は CSF model [2.3]で考慮した. なお式中の \mathbf{G} 項は二相流解析での Bernoulli 項に対応する.

運動方程式 (2.4) は 2 段階 projection 法 [2.4] を適用し、まず、式(2.4)から圧力項を取り除いた以下の式を解き、中間速度場 $\tilde{\mathbf{u}}$ を求める.

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\tilde{\mathbf{u}}) = \mathbf{G} - \frac{1}{\langle\rho\rangle}(\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} - \mathbf{F}_v) \quad (2.6)$$

次いで、式(2.4)の圧力項と連続式を用いて圧力変化量 δP のポアソン式(2.7)を Bi-CGSTAB 法[2.5]で解き、式(2.8)で速度場を更新する. ここで、 \mathbf{u}^{n+1} は更新された速度ベクトルである.

$$\nabla \cdot \left[\left(\frac{\Delta t}{\langle\rho\rangle} \right) \cdot \nabla \delta P \right] = \nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}} \quad (2.7)$$

$$\mathbf{u}^{n+1} = \tilde{\mathbf{u}} - \left(\frac{\Delta t}{\langle \rho \rangle} \right) \nabla \delta P \quad (2.8)$$

多相流の流体率 F の輸送には、以下の保存形の流体率輸送式を用いる。ここで、右辺の発散項は時間積分における輸送体積の保存性を保つために残した。

$$\frac{\partial F_m}{\partial t} + \nabla \cdot (F_m \mathbf{u}) = F_m \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (2.9)$$

式(2.9)の対流項 $\nabla \cdot (F_m \mathbf{u})$ の時間積分は、次節で述べる界面勾配を考慮した界面体積追跡法による移動体積割合 δF を用いて、次式のように陽的に求められる。

$$\nabla \cdot \delta F_m^{n+1} = \Delta h \nabla \cdot (F_m^n \mathbf{u}^{n+1}) \quad (2.10)$$

ここで、時間進行については、1時刻を N 分割し、 $\Delta h = \Delta t/N$ とした Fractional Step 法を用いた。

以上の基礎方程式中で用いる物性値は全て温度依存性を考慮しており、弱圧縮性流体的な取り扱いとしている。

2.2. 気液界面勾配を考慮した界面体積追跡法

MARS における界面体積追跡法は、基礎とした VOF (Volume Of Fluid) 法 [2.6] の弱点を克服した手法である。VOF 法では、Donor-Acceptor 法の考えから、微小時間に輸送される流体の体積を厳密に保存し、界面をぼかさなため、解析空間のセルにおいて、隣接するセル間を横切る面の勾配を無視した流体輸送を行っている。このため、進行方向に斜めな界面は計算を続けるうちにやがて流れ方向に対して垂直（あるいは水平）な界面となり、2 次元問題では斜め界面は階段状となる。この欠点を克服するため、移動体積割合 δF の計算を行う際に、界面の勾配 $(\partial F / \partial x)$ を考慮する。すなわち、流れ方向に垂直な断面の流体面積率を $S(x)$ とすると移動体積割合 δF は以下の式で書ける。

$$\delta F = \int_{x-u\delta t}^x S(x) dx \quad (2.11)$$

したがって、 F の移動量に界面勾配を考慮する問題は $S(x)$ の補間問題へ置き換えて考えることができる。議論を単純化するため、1 次元問題を考える。まず、格子セル内での曲率が無視できる程度の流れ方向に斜めな界面を考える。注目しているセルの左側面から右側面の間で界面より下に存在する流体の面積率 $S(x)$ が連続的に変化しているものとするれば、 $S(x)$ と連続関数 $C(x)$ には以下の関係が成立する。

$$S(x) \equiv C(x) \quad (2.12)$$

すなわち、連続関数 $C(x)$ の関数形が既知であれば流体の面積率 $S(x)$ が求まることになる。この $C(x)$ を line-segment 関数と呼ぶ。さて、本手法における line-segment 関数 $C(x)$ の定義として、以下に示す単純な一次関数形を用いた。これは、格子セル内での界面勾配を一次関数で近似し、その勾配と流体率から格子セル境界での流体率を計算する方法であるが、表面張力モデルの精度が格子分解幅以上には期待できないことを考慮すれば妥当な近似と言える。次に具体的な手法を述べる。曲率が無視できる程度の格子が確保できれば、次式のように界面の法線ベクトル成分を用いて界面勾配 f' および line-segment 関数 $C(x)$ を定義できる。

$$C(x) = f' + \frac{1}{2}, \quad f' = \frac{\partial F}{\partial x} \Big|_{x_0} = \frac{\hat{n}_y / \Delta y}{\hat{n}_x / \Delta x} \Big|_{x_0} \quad (2.13)$$

Fig. 2.1 は, 幅 $(\Delta x, \Delta y)$ で規格化した格子セル内の流体が負の界面勾配 ($f' < 0$) を持つ場合の概念図を示したものであり, 実際の流体界面 $S(x)$ を line-segment 関数 $C(x)$ で近似した様子を模式的に表している. したがって, line-segment 関数 $C(x)$ より下方に存在する流体部分の近似断面積 $S(x)$ は, 台形の面積として次式から解析的に計算できる (ここで, x_0 は界面勾配 f' を求めた x 座標である).

$$S(x) \approx C(x) = f'(x_0 + x) + \frac{1}{2}, \quad (\because 0 \leq S(x) \leq 1) \quad (2.14)$$

たとえば, 界面勾配 $0 < f' < 1$ の場合の流体率 $F(x)$ は, Fig. 2.1 の規格化した格子セルを左側に移動して右側境界が $y=1$ となる時のセル中心点を x_1 , 同様に左側に移動して左側境界が $y=1$ となる時のセル中心点を x_2 とすると, 以下に示すように任意の x に対して計算できるようになる.

$$F(x) = \begin{cases} 0.0 & \text{for } x \leq -x_2 \\ 1/2 f' [x - (-x_2)]^2 & \text{for } -x_2 < x \leq -x_1 \\ f'x + 1/2 & \text{for } -x_1 < x \leq x_1 \\ 1 - 1/2 f' (x_2 - x)^2 & \text{for } x_1 < x \leq x_2 \\ 1.0 & \text{for } x_2 < x \end{cases} \quad (2.15)$$

これらの式は, 界面勾配が $-1 < f' < 0$ の場合や $1 < |f'|$ についても同様に得られ, これら全ての場合をまとめると, 式(2.16)のように簡潔に書き表すことができる.

$$\begin{aligned} \text{sign} &= \text{sign}(f'), \quad x_1 = \frac{1}{2} \left| \text{sign} \times \frac{1}{f'} - 1 \right|, \quad x_2 = \frac{1}{2} \left(\text{sign} \times \frac{1}{f'} + 1 \right) \\ F' &= \min(1, \text{sign} \times f'), \quad \bar{x}_0 = \text{sign} \times \left(F_{\text{given}} - \frac{1}{2} \right) \cdot \frac{1}{F'} \end{aligned}$$

$$x_0 = \begin{cases} x_2 - \sqrt{-\frac{2}{f'} \left(F_{given} - \frac{1}{2}(1 + sign) \right)} & \text{for } x_1 < \bar{x}_0 \\ \bar{x}_0 & \text{for } -x_1 \leq \bar{x}_0 \leq x_1 \\ -x_2 + \sqrt{\frac{2}{f'} \left(F_{given} - \frac{1}{2}(1 - sign) \right)} & \text{for } \bar{x}_0 < -x_1 \end{cases} \quad (2.16)$$

したがって、注目している格子セルの流体率 F および界面勾配 f' が既知であれば、式(2.16)からセル中心位置 x_0 が求められ、式(2.14)より正確な格子セルの境界面積率 $S(x)$ が計算できる。但し、 $f' = 0$ の場合は $S(x_0 + x) = F_{given}$ (既知) であり、 $f' = \pm\infty$ の場合には、Donor-Acceptor 法を適用する。結局、式(2.10)において、ある単位時刻 Δh におけるセル i 境界面での移動体積割合 δF は、line-segment 関数 $C(x)$ を使用して、

$$\delta F = \frac{1}{2} [C(x_i + 1/2 - \delta x) + C(x_i + 1/2)] \times u \Delta h \quad (2.17)$$

で求まる。ここで、 δx は規格化した移動距離であり、

$$\delta x = u \Delta h / \Delta x \quad (2.18)$$

である。また、使用する界面勾配 f' については、流れに対し、上流側の f' を用いるものとする。以上のように、界面法線ベクトルから界面勾配を計算することおよび line-segment 関数を利用して解析的に格子境界面積率を計算することにより界面が捕獲できる。また、求めた境界面積率を隣接する格子セル境界で共有することによって格子セル間での流体率の連続性を保つことができる。

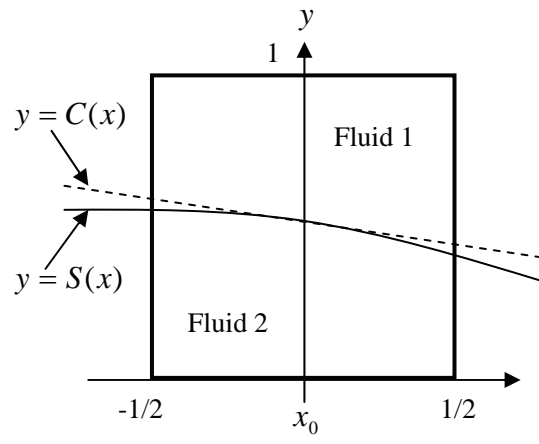


Fig. 2.1 Normalized computational cell, fluid-area, function $S(x)$ and a line-segment function $C(x)$

2.3. 表面張力モデル

2 つの連続媒体の境界面を扱う問題は極めて狭い遷移層を挟む不連続問題であるが、MARS の表面張力モデルとして用いた CSF (Continuum Surface Force) モデル[2.3] では、この遷移層を幅 h の遷移領域として連続関数 C で近似し、不連続問題を 1 つの連続体における境界値問題へ置き換えている。したがって、遷移領域 $C_1 \leq C \leq C_2$ での曲率は $\kappa < 1/h$ となる（ここで、注意すべきことは、遷移層の厚さ $O(h)$ は格子の解像度 (Δx) に依存する点である）。

この連続関数 C の導入により、以下に示すように界面での圧力差を遷移領域の全域へ作用する体積力としての表面張力で置き換えることができる。ここでは、問題を単純化するため、1, 2 次元モデルを用いて記述する。

本解法では、この連続関数 C を流体率 F と同等な働きを持つとし、流体 1 と流体 2 の界面上で働く法線方向の圧力境界条件は粘性力 τ と表面張力係数 σ の変化を考慮した一般形として次式で考慮した。

$$(P_1 - P_2 + \sigma\kappa)\hat{n}_i = (\tau_{1ik} - \tau_{2ik})\hat{n}_k + \frac{\partial\sigma}{\partial x_i} \quad (2.19)$$

ここで、 P_α は流体 α ($\alpha=1,2$) の圧力、 \hat{n} は流体 2 へ向かう単位法線ベクトル、 τ_{aik} は粘性応力テンソルである。

式(2.19)で界面領域に完全流体を仮定し、表面張力係数が界面に沿って変化しないものとするれば、界面での圧力差 $P_s (=P_2-P_1)$ は次式のように書ける。

$$P_s = \sigma\kappa \quad (2.20)$$

界面曲率 κ は、流体率 F から求められる単位法線ベクトル（定義点は Fig. 2.2 参照）を用いて、次式から求められる。

$$\kappa = -(\nabla \cdot \hat{n}) = \frac{1}{|n|} \left[\left(\frac{n}{|n|} \cdot \nabla \right) |n| - (\nabla \cdot n) \right] \quad (2.21)$$

さて、CSF モデルでは界面上の点 x_s の単位面積当たりの表面張力 $F_s(x_s)$ は、界面法線ベクトルを用いて、次式で表される。

$$F_s(x_s) = [\sigma\kappa(x_s) + (\tau_2(x_s)_{ii} - \tau_1(x_s)_{ii})] \hat{n}(x_s) \quad (2.22)$$

体積力 F_v は、遷移領域の幅の極限 ($h \rightarrow 0$) で上式の単位面積当たりの表面張力 $F_s(x_s)$ と釣り合う力として次式で与えられる。

$$\lim_{h \rightarrow 0} \int_{\Delta V} F_v(x) d^3x = \int_{\Delta S} F_s(x_s) dS \quad (2.23)$$

ここで、 ΔV は距離 h 離れた界面に平行な 2 つの面と界面に垂直な 4 つの面に囲まれた微小体積要素を表しており、右辺は ΔV の界面上に微小面積 ΔS 上での面積分である。式(2.23)を遷移領域内のみに適用し、それ以外の領域では $F_v=0$ とするため、Delta 関数 $\delta[\hat{n}(x_s) \cdot (x - x_s)]$ を導入して式(2.22)を考慮すれば、次式を得る。

$$\begin{aligned} \int_{\Delta S} F_s(x_s) dS &= \int_{\Delta V} F_s(x_s) \delta[\hat{n}(x_s) \cdot (x - x_s)] d^3x \\ &= \int_{\Delta V} [\sigma\kappa(x_s) + (\tau_2(x_s)_{ii} - \tau_1(x_s)_{ii})] \hat{n}(x_s) \delta[\hat{n}(x_s) \cdot (x - x_s)] d^3x \end{aligned} \quad (2.24)$$

この Delta 関数は $h \rightarrow 0$ の極限で内挿関数 $\tilde{C}(x)$ の勾配と以下の関係を持つ。

$$\lim_{h \rightarrow 0} \nabla \tilde{C}(x) = \hat{n}[C] \delta[\hat{n}(x_s) \cdot (x - x_s)] = \nabla C(x) \quad (2.25)$$

ここで、式(2.25)を式(2.24)へ代入すると、

$$\int_{\Delta S} F_s(x_s) dS = \lim_{h \rightarrow 0} \int_{\Delta V} [\sigma\kappa(x_s) + (\tau_2(x_s)_{ii} - \tau_1(x_s)_{ii})] \frac{\nabla \tilde{C}(x_s)}{[C]} d^3x \quad (2.26)$$

となる．したがって，式(2.23)と式(2.26)の比較から表面張力による体積力 F_V は次式のようにモデル化できる．

$$F_V(x) = [\sigma\kappa(x) + (\tau_2(x)_{ii} - \tau_1(x)_{ii})] \frac{\nabla\tilde{C}(x)}{[C]} \quad (2.27)$$

ここで，非圧縮性流体への応用を考えた場合， $\tilde{C}(x)$ の代わりに密度 $\rho(x)$ を用いることになる．この場合，界面での密度が $\bar{\rho} = (\rho_1 + \rho_2)/2$ となるように規格化する．つまり，関数 $g(x) = \rho(x)/\bar{\rho}$ (\therefore 界面で $g(x)=1$) を導入すると，次の関係が得られる．

$$\nabla\tilde{C}(x) = \nabla C(x)g(x) = \nabla F(x)\rho(x)/\bar{\rho} \quad (2.28)$$

したがって，体積力 F_V の最終形は次式となる．

$$\begin{aligned} F_V(x) &= [\sigma\kappa(x) + (\tau_2(x)_{ii} - \tau_1(x)_{ii})] \frac{\nabla F(x)}{[F]} \frac{\rho(x)}{\bar{\rho}} \\ &= [\sigma\kappa(x) + (\tau_2(x)_{ii} - \tau_1(x)_{ii})] \nabla F(x) \rho(x) / \bar{\rho} \\ \therefore F_V(x) &= [\sigma\kappa(x) + (\tau_2(x)_{ii} - \tau_1(x)_{ii})] n(x) \rho(x) / \bar{\rho} \end{aligned} \quad (2.29)$$

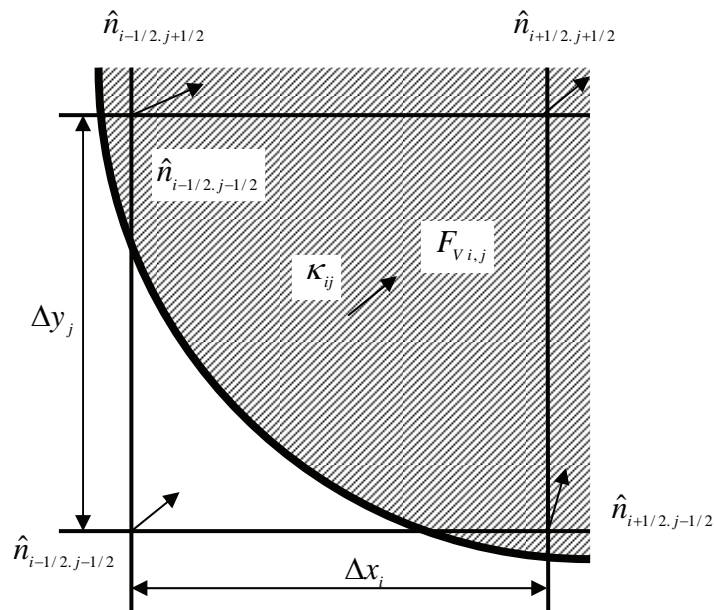


Fig. 2.2 Unit normal vector \hat{n} , Curvature κ and Volume force F_V

2.4. 接触角モデル

MARS では、接触角に応じた液体と壁面での濡れ性を、液体と壁面の界面に作用する界面力によって発生する液体の壁面粘着性によって模擬する。本手法では、液体の壁面粘着性を液体の物性値としてとらえ、表面張力モデルと同じく界面を含む局所体積に作用する体積力としてモデル化する。

いま液体が壁面に粘着して、これが平衡状態にある時の自由界面と壁面との平衡接触角を θ_{eq} とすると、壁面と自由界面の接点 x_w での法線ベクトルは次式のように書ける。

$$\hat{n} = \hat{n}_w \cos \theta_{eq} + \hat{t}_w \sin \theta_{eq} \quad (2.30)$$

ここで、 \hat{n}_w は壁面の単位法線ベクトルであり、 \hat{t}_w は壁面と自由界面との接線ベクトルに直交する壁面の単位接線ベクトルである (Fig. 2.3 参照)。

こうして得た壁面接点の自由界面の法線ベクトルを壁面境界値として、表面張力と同じく式(2.29)により、壁面粘着による自由界面の曲率 κ の変化を求め、壁面に接する自由界面に作用する体積力として評価することで、液体と壁面との濡れ性を表現する。

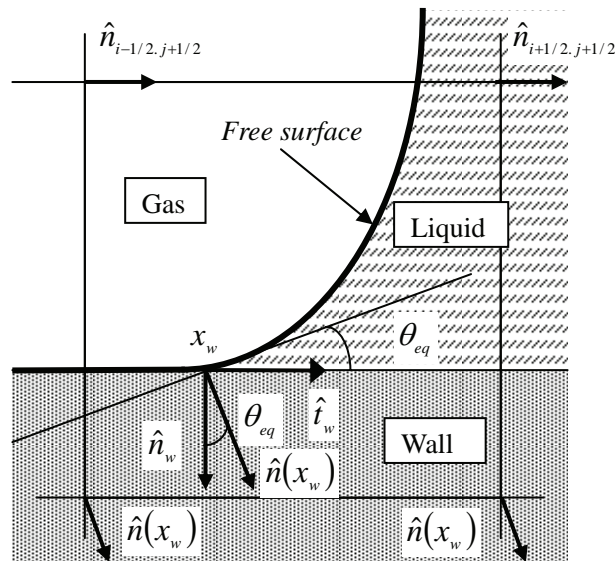


Fig. 2.3 Unit normal vector of contact point between wall and free surface \hat{n}_w

2.5. エネルギー式と沸騰・凝縮モデル

MARS では、沸騰・凝縮などの相変化現象の解析を行うため、次式のエネルギー方程式を用いて、固体も含めた物質平均の温度場を計算する．

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \rho C_v \rangle_M T + \nabla \cdot (\langle \rho C_v \rangle_M T \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\langle \lambda \rangle_M \nabla T) - P(\nabla \cdot \mathbf{u}) + Q \quad (2.31)$$

ここで、 T は温度、 C_v は定積比熱、 λ は熱伝導率、 Q は熱源を示し、 $\langle \rangle_M$ は、固体も含めた物質平均の物性値 ($\langle \phi \rangle_M = \sum (F_n \phi_n)$) を表す．また、右辺第 2 項の Clausius-Clapeyron の式は理想気体近似 ($P = T(\partial P / \partial T)_\rho$) であり、相変化時の外部仕事の考慮を表し、計算では気泡成長時の膨張・収縮に伴う気泡振動を生じさせる．

また、MARS で用いられている沸騰・凝縮モデルは、核生成モデルと気泡成長・凝縮モデルの 2 段階から構成されている [2.7]．核生成モデルでは、Rayleigh-Taylor 不安定の状態にある過熱液に熱力学的な関係式から導かれる均一核生成理論に基づく臨界核生成モデル [2.8] を適用し、次式より気泡核の臨界半径 r_e を求める．

$$r_e = \frac{2\sigma}{P_{sat}(T_l) \exp\{v_l [P_l - P_{sat}(T_l)] / RT_l\} - P_l} \quad (2.32)$$

ここで、 σ は表面張力係数、 T_l は液相温度、 P_{sat} 飽和圧力、 P_l 液相圧力、 v_l 液相の比容積、および R は気体定数を示す．具体的には、核生成が生じる気泡核生成温度を決定し、伝熱面表面温度が気泡核生成温度に達した場合に、式 (2.32) で決まる臨界半径 r_e を持つ気泡核（球形を仮定）を生成させる．そのうえで、その生成した球形の気泡核の体積に相当する気相流体率を伝熱面上に配置する．なお、実際の核沸騰現象では不均一な核生成が起きているものと一般的に考えられているが、核生成直後の気泡成長速度は極めて大きいため、現状の MARS では両者の差について考慮していない．

核生成後の気泡成長・凝縮モデルは、大中 [2.9] による温度回復法を基にした相変化モデルと発生气泡内は理想気体 (γ 則気体) の等エントロピー変化を仮定した膨張・収縮モデルを用いている。温度回復法はいわゆるエンタルピー法の一つであり、Fig. 2.4 のエンタルピーと温度の関係に従い、以下に示す手順で気液界面が存在する計算格子内における相変化率 Δg を決定する。

- (1) 気液界面が存在する計算格子 (体積 ΔW) 内で相変化が生じる場合、相変化率を Δg とすると、その潜熱放出 (または吸収) 量 Q_s は次式で表される。

$$Q_s = \rho \Delta W \Delta g h_v \quad (2.33)$$

- (2) まず、相変化が生じない (潜熱を考慮しない) 場合の温度分布 T をエネルギー式(2.31)から求める。
- (3) 次に、計算格子内の相変化割合に応じた飽和線温度 T_G^* を求める。
(T_G =飽和気相線温度, T_L =飽和液相線温度, F_l =液相流体率)

$$T_G^* = T_G - (T_G - T_L) F_l \quad (2.34)$$

- (4) 時間ステップ内 (Δt) において飽和線温度 (T_G^*) からの温度変化分、すなわち過冷度または過熱度 ($\Delta T = T_G^* - T$) を求める。
- (5) $\Delta T > 0$ (または $\Delta T < 0$) ならば、流体は潜熱を放出 (または吸収) して凝縮 (または蒸発) し、流体温度は相変化温度 T_G^* に回復し、次式が成立する。

$$Q_s = \rho C_p \Delta W \Delta T \quad (2.35)$$

(6) 式(2.33)および式(2.35)から最終的に次式の相変化率 Δg が得られる.

$$\Delta g = C_p \Delta T / h_{lv} \quad (2.36)$$

(7) MARS では相変化率 Δg が流体率の変化率 ΔF と等価であるとみなし, 各相の流体率へ加える: $F = F + \Delta F$. ちなみに, ΔF が正の場合は凝縮, 負の場合には蒸発となる.

ここで, h_{lv} は蒸発潜熱, C_p は定圧比熱である.

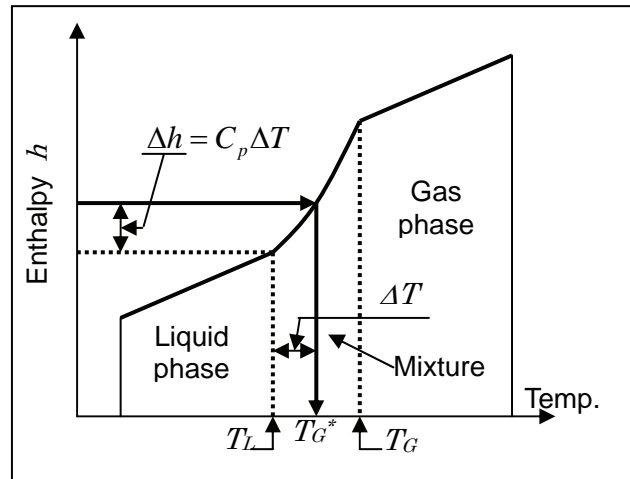


Fig. 2.4 Relation of enthalpy-temperature by phase change model

一方, 膨張・収縮モデルでは, 圧力仕事は気泡界面でのみ発生すると仮定し, 理想気体 (γ 則気体) の等エントロピー変化を仮定した場合, 次式の熱力学的関係が成立する.

$$P^n v^\gamma = P \rho_g^{-\gamma} = \text{constant} \quad (2.37)$$

ここで, v は比容積, γ は比熱比である. したがって, 時刻 n と時刻 $(n+1)$ の圧力と密度変化の関係は次式のようなになる.

$$P^n(\rho_g^n)^{-\gamma} = P^{n+1}(\rho_g^{n+1})^{-\gamma} \quad (2.38)$$

式(2.38)の圧力と密度の微小変化を δP と $\delta \rho_g$ としてべき乗展開を用いると，次式を得る．

$$\begin{aligned} P^n(\rho_g^n)^{-\gamma} &= (P^n + \delta P)(\rho_g^n + \delta \rho_g)^{-\gamma} \\ P^n(\rho_g^n)^{-\gamma} &= (P^n + \delta P)(\rho_g^n)^{-\gamma} (1 + \delta \rho_g / \rho_g^n)^{-\gamma} \\ P^n(\rho_g^n)^{-\gamma} &= (P^n + \delta P)(\rho_g^n)^{-\gamma} (1 - \gamma \delta \rho_g / \rho_g^n) \\ &\quad \left[\text{here, } (1+x)^n = 1 + nx + n(n-1)x^2/2! + \dots \right] \\ 0 &= \delta P(\rho_g^n)^{-\gamma} - \gamma(\rho_g^n)^{-\gamma-1} \delta \rho_g (P^n + \delta P) \\ \gamma(\delta \rho_g / \rho_g^n) &= \delta P / (P^n + \delta P) \\ \therefore \delta \rho_g / \rho_g^n &= \delta P / [\gamma(P^n + \delta P)] \end{aligned} \quad (2.39)$$

界面密度は一定であるため，密度変化 $\delta \rho_g / \rho_g^n$ を比容積の変化として考慮する．つまり， $\rho v = 1$ より， $\rho \delta v + v \delta \rho = 0$ ．したがって， $\delta \rho / \rho = -\delta v / v$ ．この比容積変化 $\delta v / v$ を流体率の変化 δF と同値であると仮定すると，最終的に圧力変化による微小体積変化として次式のように書ける．

$$\delta F \equiv \frac{\delta v}{v} = -\frac{\delta \rho_g}{\rho_g^n} = -\frac{\delta P}{\gamma(P^n + \delta P)} \quad (2.40)$$

Fig. 2.6 に，沸騰・凝縮モデルも含めた MARS の計算手順を示す．

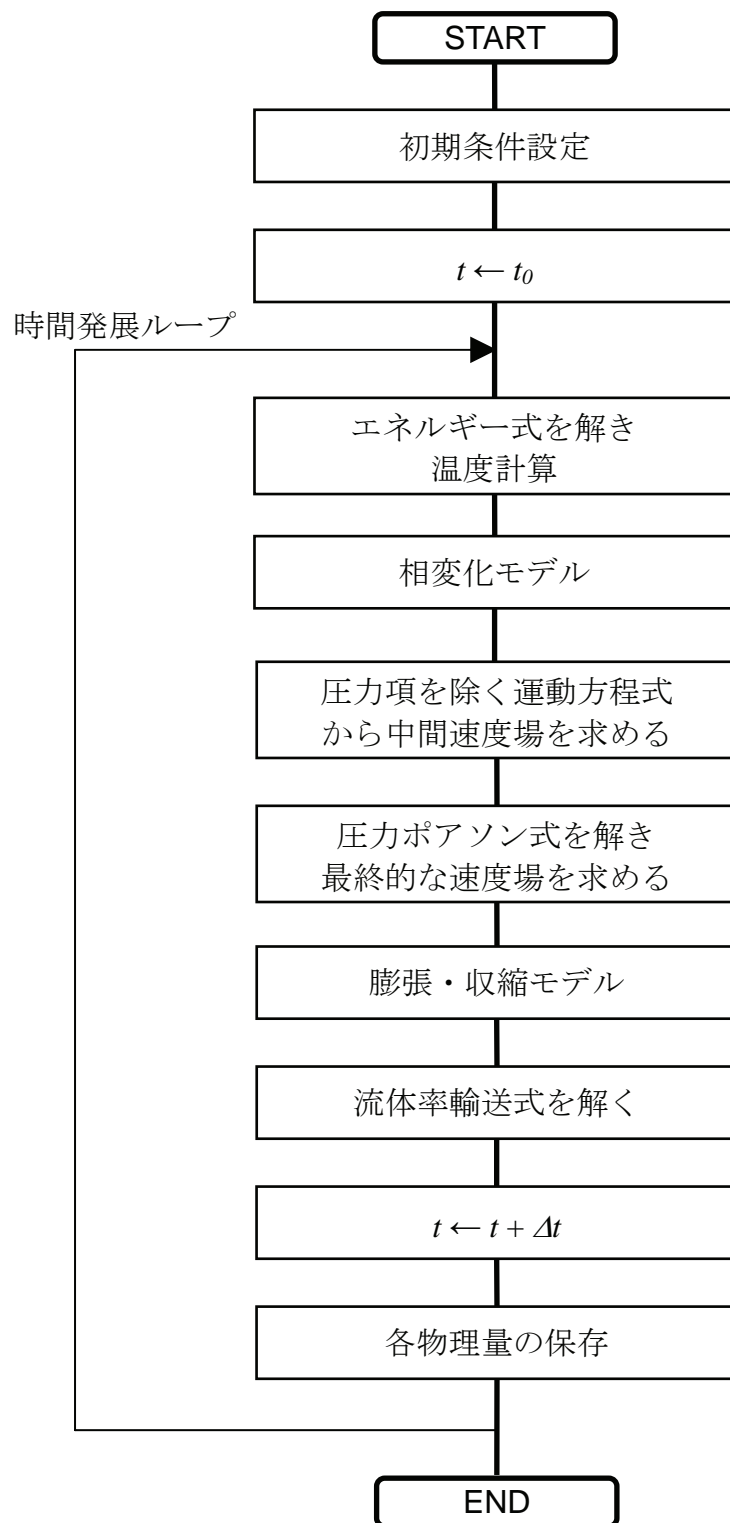


Fig. 2.6 Flow chart for MARS

参考文献

- [2.1] Kunugi, T., Direct Numerical algorithm for multiphase flow with free surfaces and interfaces, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Series B, Vol. 63(609), 1576–1584 (1997).
- [2.2] Young, D.L., *Numerical Fluids Dynamics*, 273-648, Academic Press, New-York, (1982).
- [2.3] Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C., A continuum method for modeling surface tension, *J. Comput. Phys.*, Vol. 100, 335-353 (1992).
- [2.4] Chorin, A., Numerical solution of the Navier-Stokes equations, *Math. of Comput.*, Vol. 22, 745-762 (1968).
- [2.5] Van Der Vorst, H. A., BI-CGSTAB: A fast and smoothly converging variant of BI-CG for the solution of nonsymmetric linear system, *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, Vol. 13, 631-644 (1992).
- [2.6] Hirt, C. W. and Nichols, B. D., Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries, *J. Comput. Phys.*, Vol. 39, 201-225 (1981).
- [2.7] Kunugi, T., Saito, N., Fujita, T. and Serizawa, A., Direct Numerical Simulation of Pool and Forced Convective Flow Boiling Phenomena, *Proc. of the 12th Int. Heat Transfer Conf.*, 497-502 (2002).
- [2.8] Carry, V. P., *Liquid Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Process in Heat Transfer Equipment*, 138-140, Taylor & Francis, Washington, DC (1992).
- [2.9] Ohnaka, I., *Introduction to Computational Analysis of Heat Transfer and Solidification -Application to the Casting Processes-* (in Japanese), 202, maruzen, Tokyo (1985).

第3章 サブクール・プール沸騰可視化詳細データベース の構築

本研究で構築する沸騰現象の直接数値解析手法は、従来の二流体モデル [3.1] のように、沸騰気泡の成長過程は無視し、あくまでも気泡よりも大きな検査領域を対象として巨視的に評価するモデルとは異なり、より微視的な界面挙動を対象とし、伝熱面から気泡が成長して、離脱、消滅するという一連の気泡成長サイクルを取扱い、発生した気泡群が最終的にその沸騰流の流動様式を形成する過程を直接数値シミュレーションによって予測する手法の確立を目指している。したがって、そのような数値解析手法の構築を行う上では、シミュレーションの結果検証のために、沸騰時の気泡成長に伴う詳細な気泡形状に関する可視化実験データが特に必要とされる。その際、沸騰時の基本的な特性を検証する上では、なるべく外力の影響が少ないプール沸騰条件での実験データが重要であると考えられる。最近の可視化装置の進展により、高フレームレートで連続的に撮影できる高速度ビデオカメラの出現により、時間分解能に優れ、より詳細なサブクール沸騰気泡挙動に関する可視化実験結果が報告されてきている [3.2-3.3]。しかしながら、その大半は強制対流沸騰を対象とした報告例がほとんどであり、プール沸騰を対象とした研究例が意外にも少ないのが現状である。

そのような背景の下、本研究で構築を進めている沸騰・凝縮モデルの検証用データベースの構築に適用可能な 60,000fps 以上の高速度ビデオカメラおよび長距離高倍率レンズを用いた高時空間分解能測定によるサブクール・プール沸騰時の単一気泡挙動に関する可視化実験結果が Kawara, Okoba and Kunugi によって報告されている [3.4]。

本章では Kawara, Okoba and Kunugi の研究で得られた膨大な可視化画像から画像解析によって詳細な気泡形状データを取得し、本モデル検証用として重要な気泡挙動に対する定量的な評価を行うことで、モデル検証用の時間依存気泡形状データベースの構築を行った。具体的には、各サブクール度に応じた気泡体積、気泡形状（水平および垂直方向の長さ）およびアスペクト比等の時系列データベースである。また、取得した気泡成長挙動に対して、既存の気泡成長理論式と比較した結果についても検討した。

3.1. 可視化実験概要

可視化実験[3.4]の装置概略図を Fig. 3.1 に示す. 可視化実験は大気圧条件下で, 試験部はポリカーボネート製矩形容器 150mm(D)×150mm(W)×250mm(H)を用いて実施されている. 可視化装置としては高性能高速度ビデオカメラ (Vision Research 社製 Phantom 7.1) およびカセグレン光学系 (西華産業製 Cassegrain System) による長距離高倍率レンズ系から構成されている.

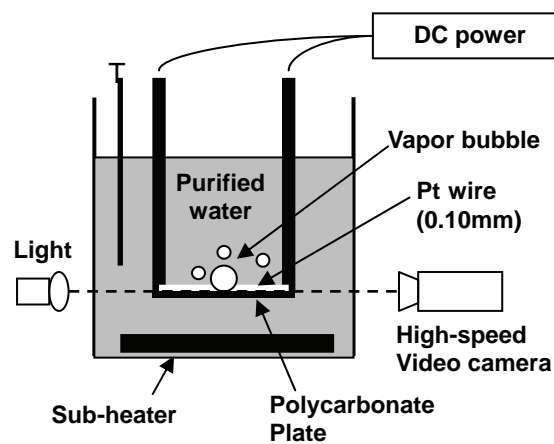


Fig. 3.1 Schematic of visualization experimental apparatus

試験部の容器内には大気下で十分に脱気した純水（水の固有抵抗は $3 \times 10^6 \Omega$ 以上）を封入し, 発熱体としては, 直径 0.1mm の白金線を自然対流による底部からの影響を軽減するためにポリカーボネート板（厚さ 3mm）に固定し, プール中に深さ 80mm の位置に設置している. この白金線を直流で直接通電して加熱させ, 孤立蒸気泡を発生させ, 発生した蒸気泡を側面より高速度ビデオカメラおよびカセグレン光学系レンズを用いて撮影している. 一方, 水温は容器内にある補助ヒーターにより一定に保ち, サブクール度を制御させている. 実験条件は, 大気圧下においてサブクール度 ΔT_{sub} が $0 \sim 22^\circ\text{C}$, 熱流束 q が 0.25 MW/m^2 である. また, 可視化に際し, 高速度ビデオカメラのフレームレートは $8000 \sim 80000 \text{ fps}$, 露出時間は $2 \sim 10 \mu\text{s}$, カセグレン光学系レンズの解像度は $6 \sim 7 \mu\text{m/pixel}$ に設定している. 光源については, 露出時間が短いために, 250W のメタルハライド光源を光ファイバーに通した平行光線として使用しており, 反対方向からカセグレン光学系および高速度ビデオカメラに向けて, 直接照射している.

3.2. 定量化手法

実験データは、基本的に高速度ビデオカメラおよびカセングレン光学系レンズを用いて撮影されたモノクロ 12bit の輝度深さを有する時系列の画像データとして得られている。数値解析結果に対する定量的な評価を行うためには、得られた画像データから更に画像解析処理を行うことによって、気泡体積等の定量的データを取得する必要がある。

そこで、本研究では、以下の手順を用いた画像解析（高速度ビデオカメラ Phantom 7.1 に付属するカメラコントロールソフトウェア Phantom 6.3）を行い、気泡体積やその気泡形状（水平および垂直方向の長さ）の時系列定量的データを取得した。ここで、画像解析の対象としたサブクール度は、 $\Delta T_{sub}=0.1, 5.1, 10.3, 15.4$ および 21.5°C とした。また、Table 3.1 に可視化画像の空間解像度およびフレームレートを示す。

- (1) 気泡界面位置を特定するため、画像データの輝度値に対して、Laplacian フィルタ（縦横 5×5 pixel）を作用させ、界面位置（輪郭）を抽出した画像に変換。
- (2) 変換後の画像データから、回転楕円体または円錐台を仮定して座標値を計測し、各形状値を算出。

ここで、手順(1) について、Fig. 3.2 に画像変換前(a)と変換後の画像データ(b)を示す。この図より、変換前では気泡界面が不明瞭であり、界面位置の特定が難しいが、Laplacian フィルタを作用させた画像変換後(b)では、気泡界面の輪郭をかなり鮮明に捉えることができている。ここで、気泡界面位置は、白線で示された内側の輪郭を仮定した。したがって、その白線の幅に相当する誤差が生じることを考慮しなければならない。そこで、画像処理で含まれる計測誤差を検証した結果、画像計測された気泡径は約 $1.5 \sim 0.2\text{mm}$ であるのに対し、白線の幅は約 $30\mu\text{m}$ ($=4 \text{ pixel} \times 7.5\mu\text{m}/\text{pixel}$) であったため、計測誤差は約 $\pm 2 \sim 13\%$ 程度、含まれていることになる。

画像変換の手順(2)について、Fig. 3.3 の気泡画像を例にして説明する。この例では気泡体積を 3 つに分割した領域の近似和で模擬できると考える（さらに複雑な形状の場合には、形状の連続性を保つように分割次数を増やして対処した）。

すなわち、次式のように体積 V_1 は半回転楕円体（式(3-1)）、体積 V_2 および V_3 は各々、円錐台（式(3.2)および式(3.3)）として近似することができるものとした。

$$V_1 = \frac{2}{3} \pi r_1^2 h_1 \quad (3.1)$$

$$V_2 = \frac{1}{3} \pi (r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2) h_2 \quad (3.2)$$

$$V_3 = \frac{1}{3} \pi (r_2^2 + r_2 r_3 + r_3^2) h_3 \quad (3.3)$$

ここで、分割された気泡の各領域に対して、 r は半径、 h は高さを示す。最終的に、気泡体積は上式の近似和として、次式により求めることができる。

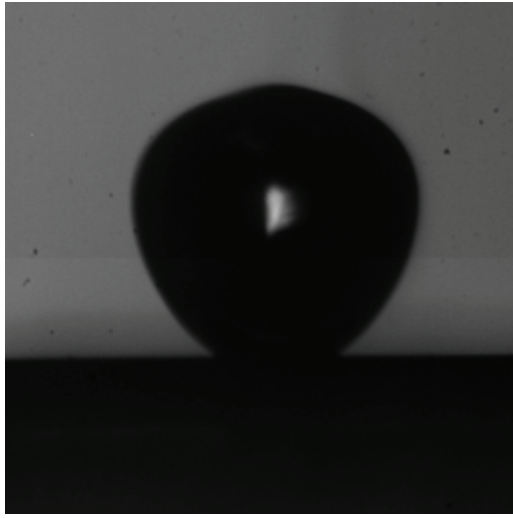
$$V = \sum_{i=1}^3 V_i \quad (3.4)$$

以上の手法を用いた本定量化では、以下の時系列データを取得した。

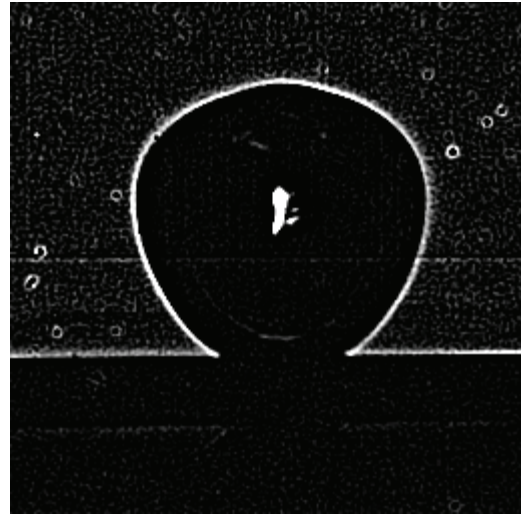
- ・ 気泡体積
- ・ 気泡形状（水平方向の幅および垂直方向の長さ）およびアスペクト比
- ・ 伝熱面に対する見かけの接触角および気泡接触線長さ

Table 3.1 Information of visualization image

ΔT_{sub} [°C]	Resolution [pixel]	Frame rate [fps]
0.1	256×256	4796
5.1		26143
10.3		
15.4		
21.5	128×128	66666



(a) before conversion



(b) after conversion

Fig. 3.2 Image analysis by using the Laplacian filter

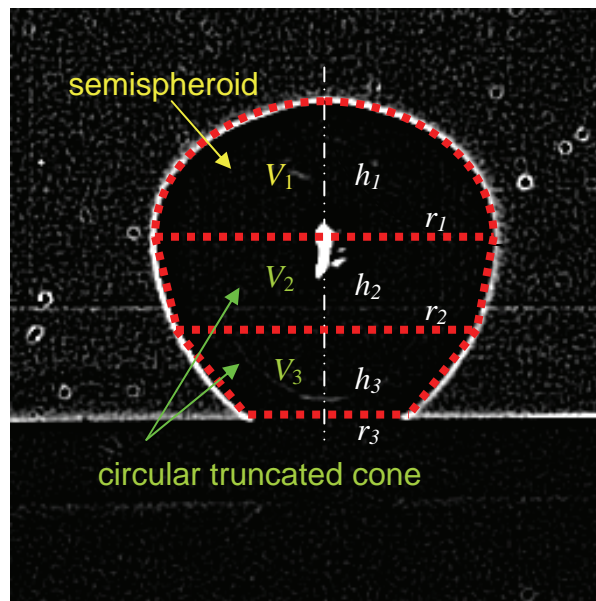


Fig. 3.3 Example of approximate method for a bubble volume

3.3. 時間依存気泡形状データベースの構築

3.3.1. 可視化画像

可視化実験で得られた結果について考察する．Table 3.2 の条件で高速度ビデオカメラにより観察されたサブクール沸騰気泡挙動の時系列可視化画像に対して，前節で述べた画像変換後の画像を Photo 3.1~3.5 に示す．

Table 3.2 List of photographs for visualization image of boiling bubble behavior

Photo #	ΔT_{sub} [°C]	q [MW/m ²]
Photo 3.1	0.1	0.25
Photo 3.2	5.1	
Photo 3.3	10.3	
Photo 3.4	15.4	
Photo 3.5	21.5	

ここで，撮影は露出時間が $2\mu\text{s}$ であり，また，画像の出力間隔は $\Delta T_{sub}=0.1^\circ\text{C}$ で $209\mu\text{s}$ ， $\Delta T_{sub}=21.5^\circ\text{C}$ で $15\mu\text{s}$ ，その他のサブクール度で $39\mu\text{s}$ である．

画像処理後の時系列可視化画像から，サブクール沸騰気泡挙動に対して，以下の傾向が確認された．

- 1) $\Delta T_{sub}=0.1^\circ\text{C}$ (Photo 3.1) の飽和沸騰の場合，伝熱面から成長した蒸気泡は，サブクール液による凝縮の影響をほとんど受けないため，気泡径がほぼ最大に達し，形状が球形になった時点で伝熱面から離脱した．ここで，気泡の離脱は伝熱面から気泡が発生してから，約 $3127\mu\text{s}$ 経過した時点であった．その後，伝熱面から離脱した気泡は球形を保った状態で上昇した．
- 2) $\Delta T_{sub}=5.1^\circ\text{C}$ (Photo 3.2) の場合では，次第にサブクール度の影響が見え始め，気泡の成長は飽和沸騰の場合と比べて抑えられる傾向にある．また，伝熱面から離脱した気泡はサブクール液と接触するため，気泡は若干縦横に収縮を伴いながら上昇した．ここで，気泡の離脱は伝熱面から気泡が発生してから，約 $1798\mu\text{s}$ 経過した時点であり，飽和沸騰の場合と比較して，

約 1/1.74 程度であった。また、このサブクール度の条件では、撮影された画像解像度の範囲内で気泡が凝縮により消滅するまでには至らない。

- 3) $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ (Photo 3.3) になると、サブクール度の影響が顕著となり、気泡の成長はさらに抑制される。また、気泡が伝熱面から離脱すると、気泡はサブクール液中でかなり特異な振舞を示す。まず、伝熱面から離脱した気泡は水平方向に広がるように変形し、さらに、両端が捲り上がる形状になった後、凝縮に起因した収縮振動を伴いながら急速に消滅した。ここで、気泡の離脱は伝熱面から気泡が発生してから、約 $1186\ \mu\text{s}$ 経過した時点であった。また、気泡の上昇に伴い、伝熱面上から筋上のプルームの形成も輝度値の濃淡から確認された。これは気泡上昇に伴う過熱液の伴流が発生していることを意味しており、沸騰の伝熱機構として提案された顕熱輸送機構[3.5]の存在を示しているものと考えられる。
- 4) $\Delta T_{sub}=15.4^{\circ}\text{C}$ (Photo 3.4)、さらには $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ (Photo 3.5) までサブクール度が大きくなると、 $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ で観察された様相がより顕著となった。つまり、気泡の成長は伝熱面上により抑えられ、伝熱面から離脱した気泡はサブクール液中で特異な振舞を伴いながら凝縮し、急速に消滅した。また、消滅した際には気泡の凝縮に伴う潜熱の放出によって、サブクール液中で非常に大きな温度勾配が形成されている様子が図より明らかとなった。この形成はサブクール度が大きいほどより明確に見られた。

Table 3.3 に可視化画像より得られた、気泡が伝熱面から発生して離脱するまでの経過時間を示す。ここで、表中 3 列目は $\Delta T_{sub}=0.1^{\circ}\text{C}$ の経過時間を基準にした割合を示す。この表よりサブクール度が大きくなると、伝熱からの気泡離脱時間は短くなる傾向にあることが分かる。特に離脱までの経過時間が最も短かった $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ の場合では、 $\Delta T_{sub}=0.1^{\circ}\text{C}$ の経過時間と比較して、約 1/4 程度にまで短縮された。

Table 3.3 Bubble departure time from heated surface at various degrees of subcooling

$\Delta T_{sub} [^{\circ}\text{C}]$	Bubble departure time : $t_D [\mu\text{s}]$	$\frac{t_D(\Delta T_{sub})}{t_D(\Delta T_{sub} = 0.1^{\circ}\text{C})}$
0.1	3127	1.0
5.1	1798	1/1.74 (0.57)
10.3	1186	1/2.64 (0.38)
15.4	995	1/3.14 (0.32)
21.5	840	1/3.72 (0.27)

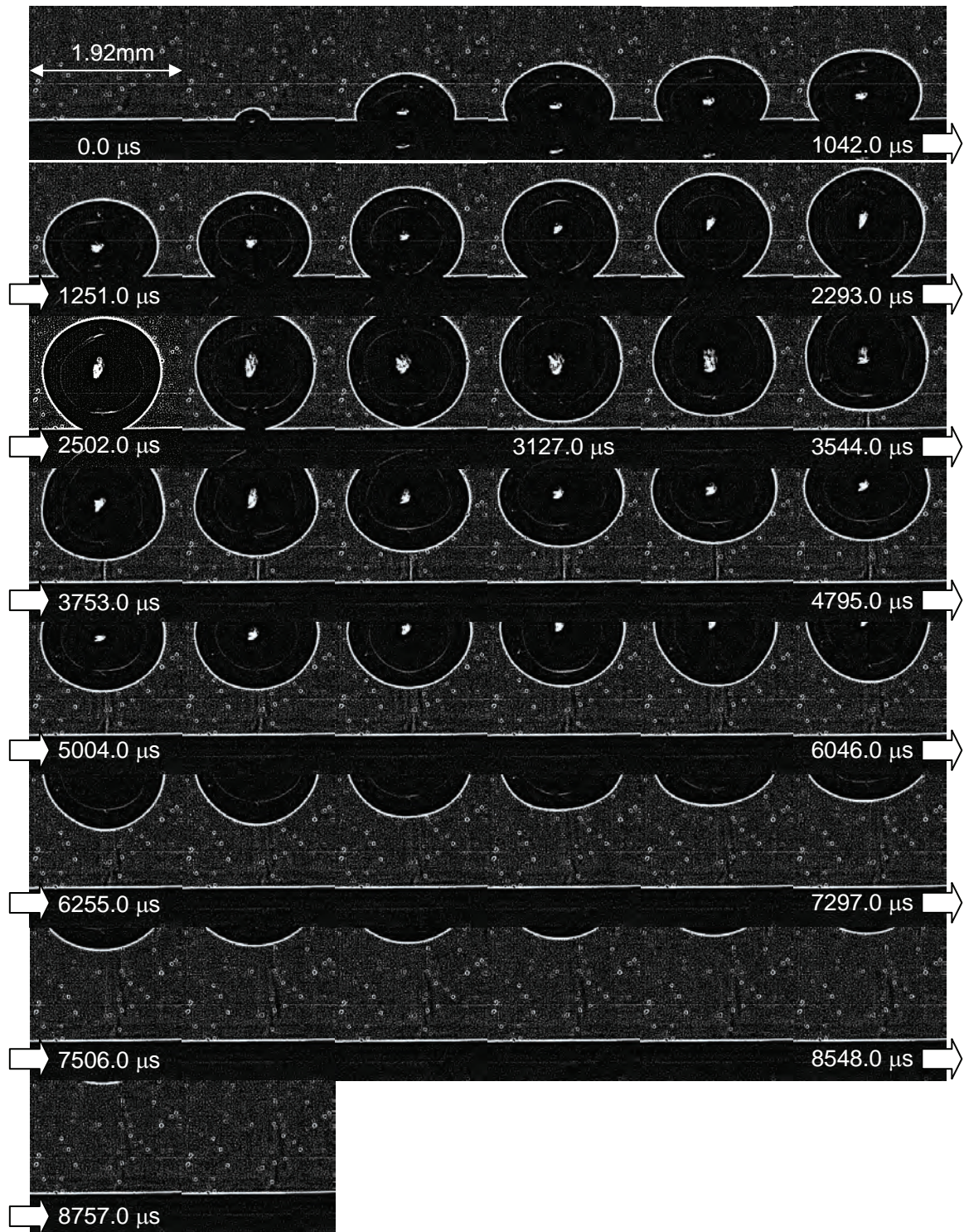


Photo 3.1 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=0.1^{\circ}\text{C}$

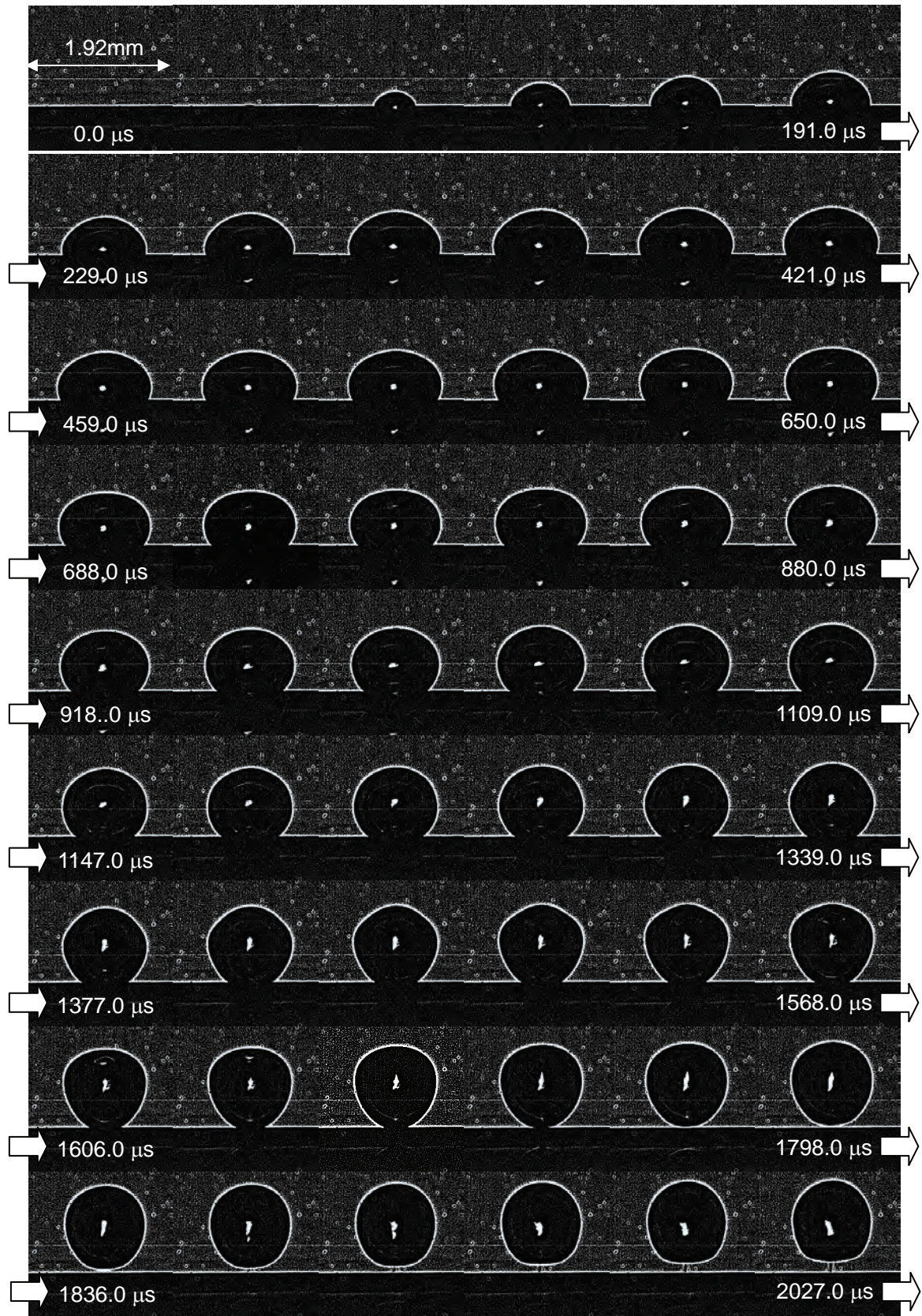


Photo 3.2 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$
(1/2)

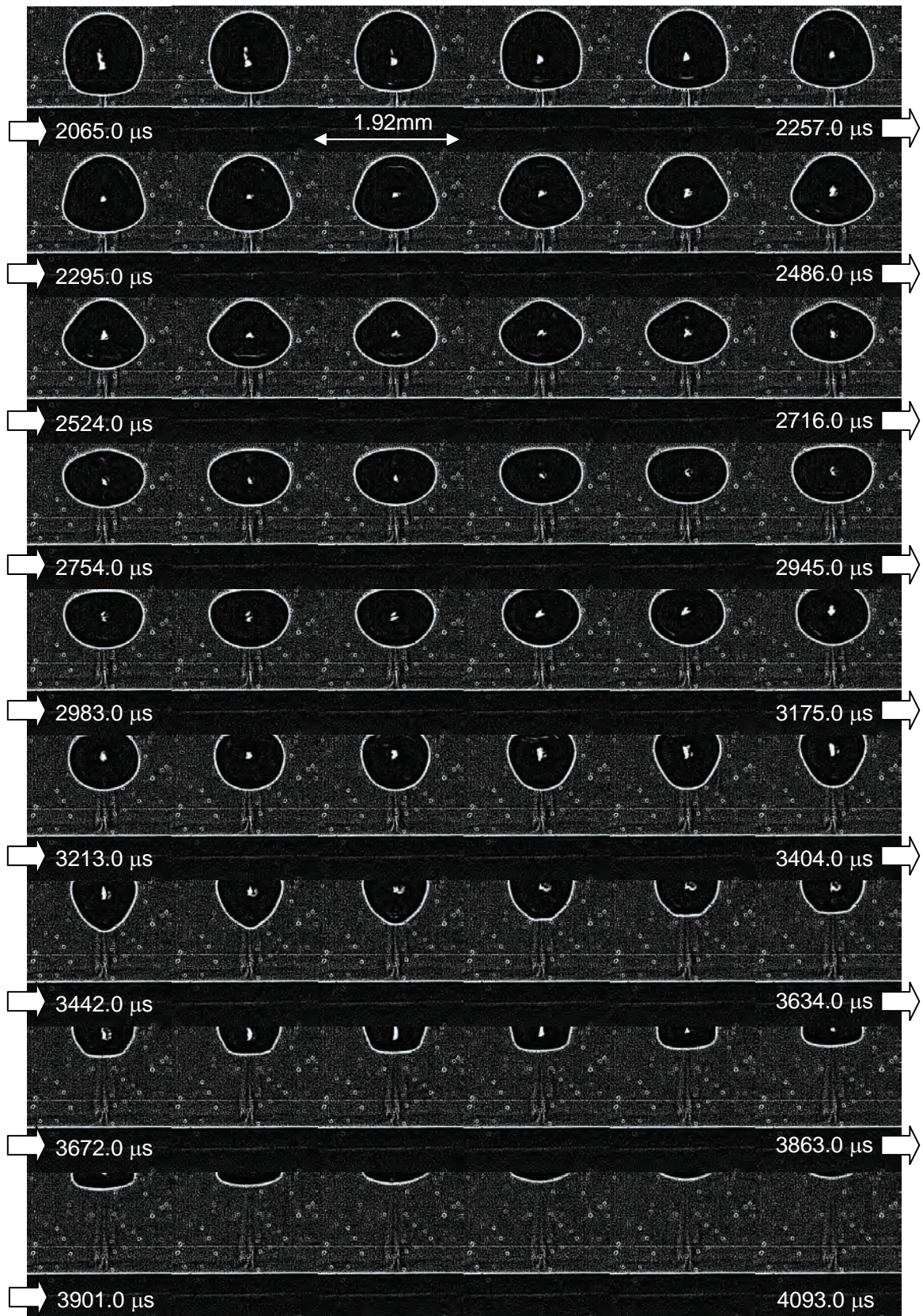


Photo 3.2 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$
(2/2)

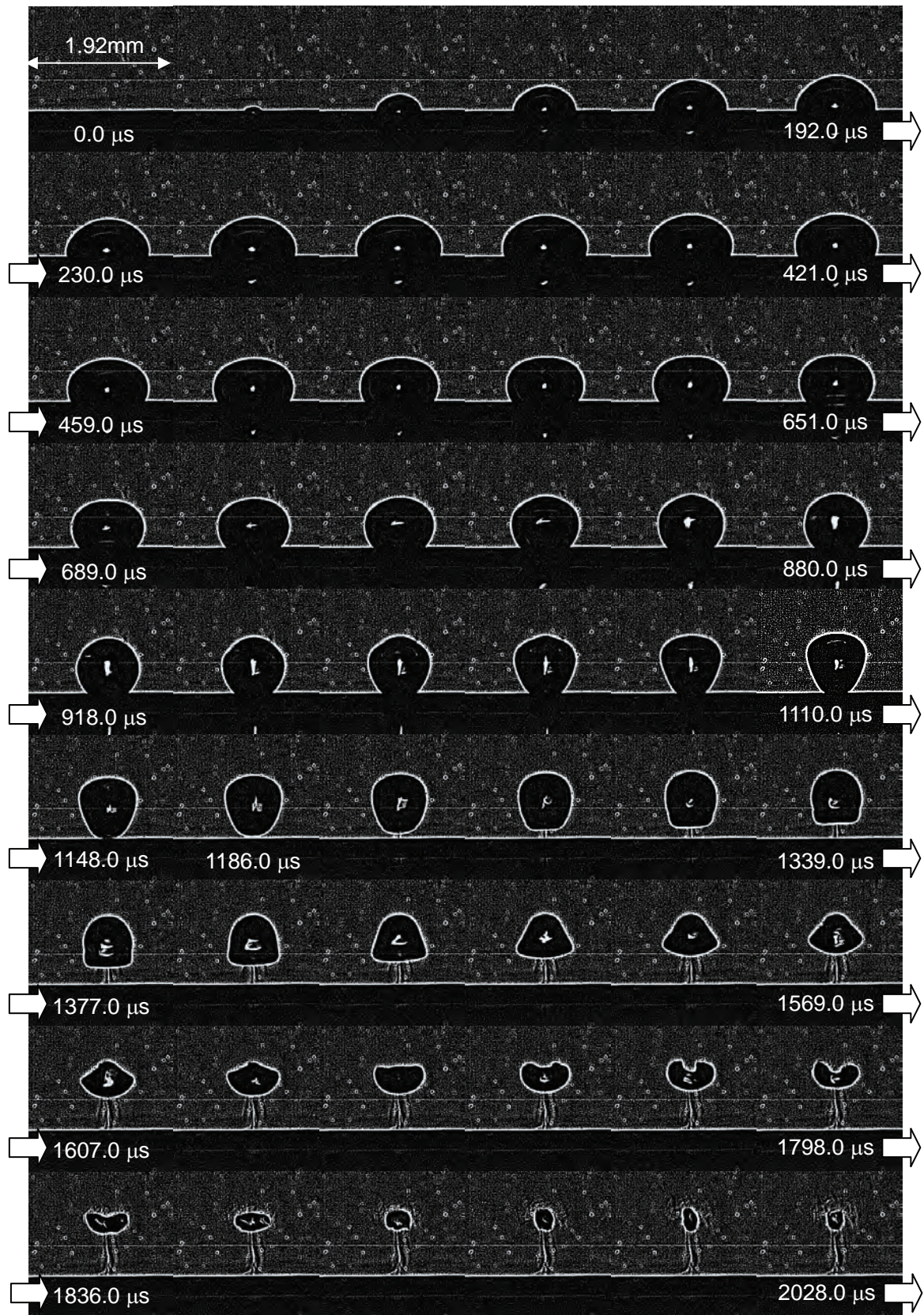


Photo 3.3 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$
(1/2)

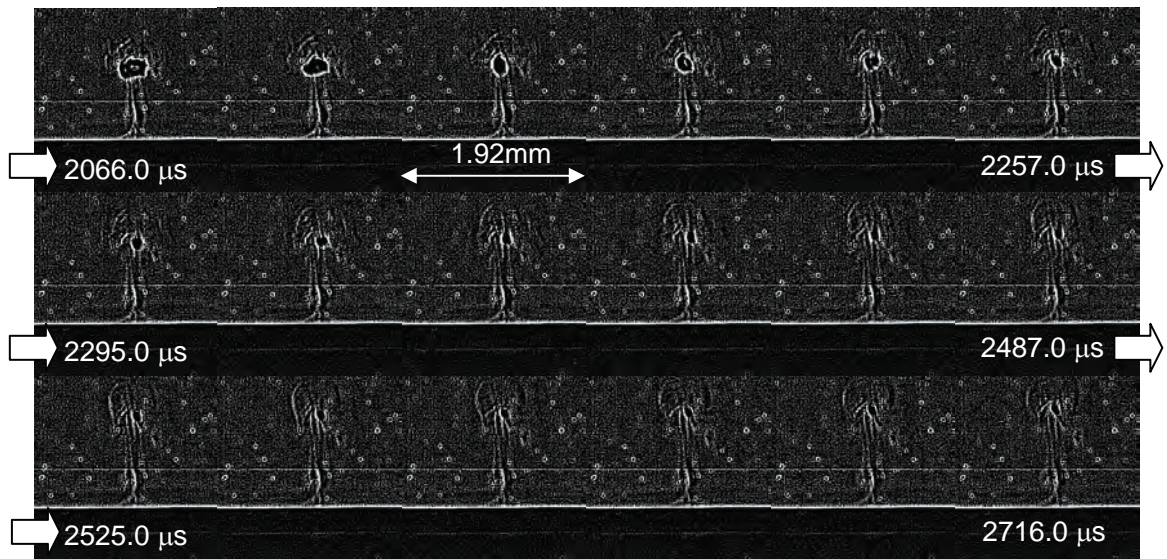


Photo 3.3 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$
(2/2)

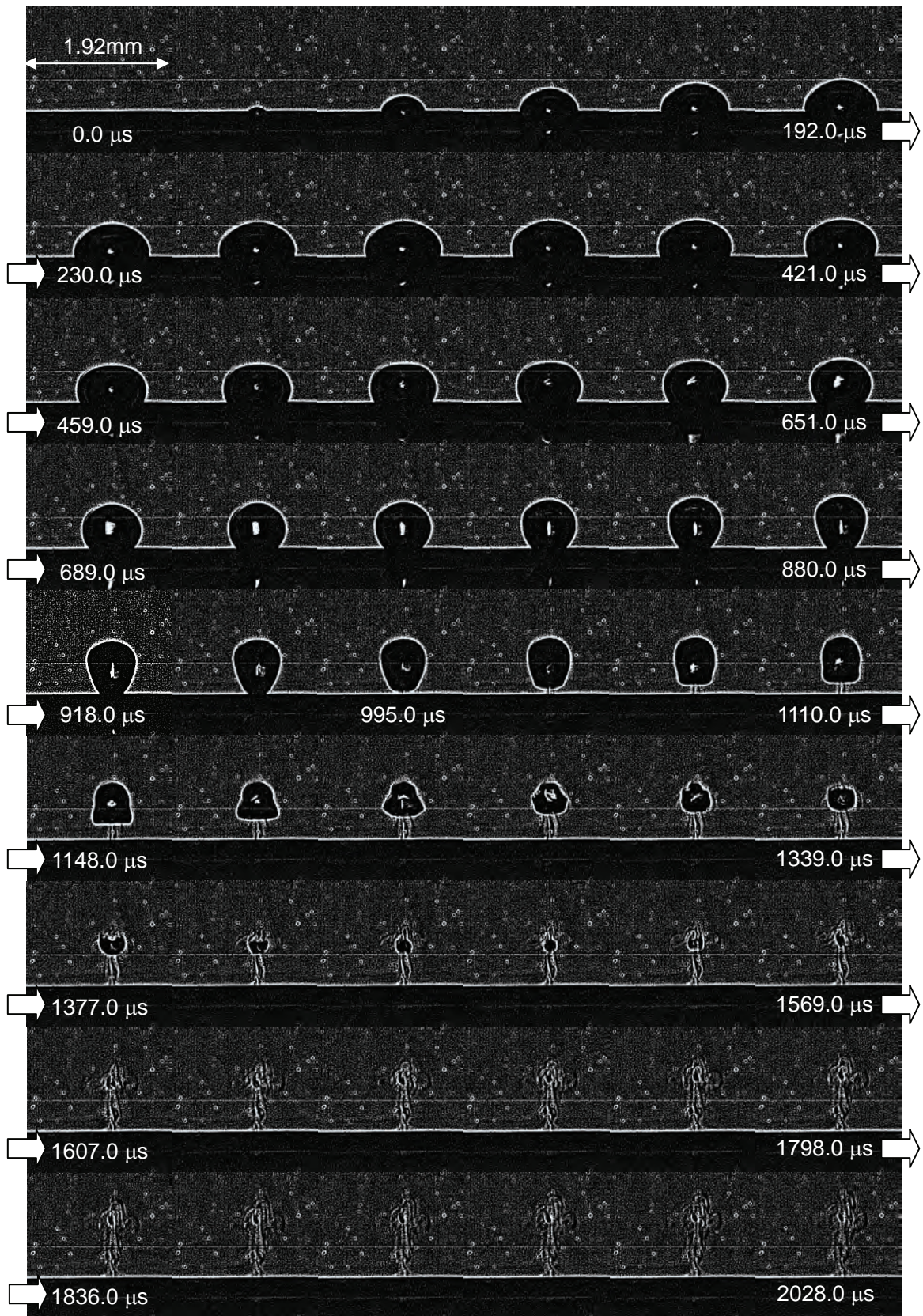


Photo 3.4 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=15.4^{\circ}\text{C}$

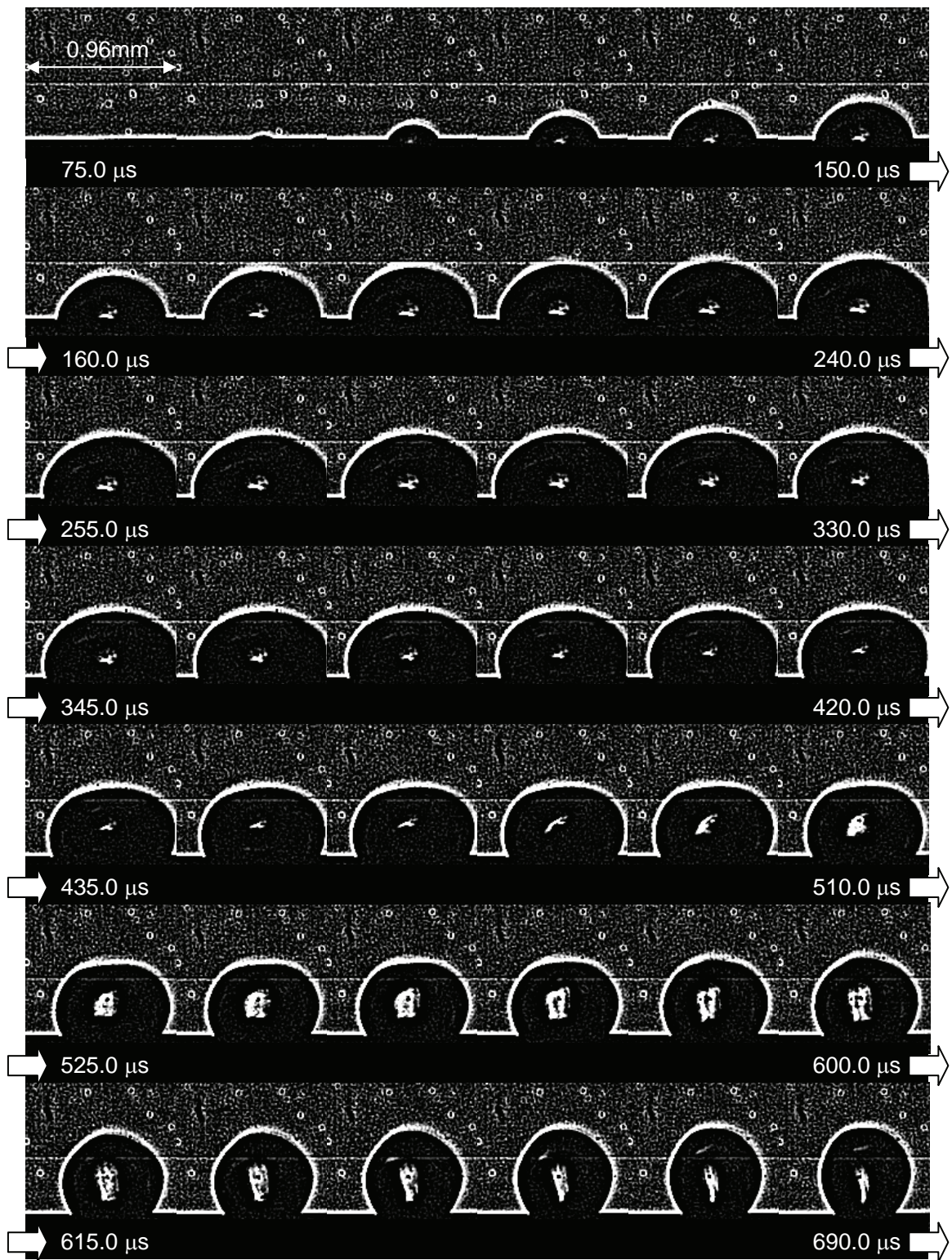


Photo 3.5 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$
(1/2)

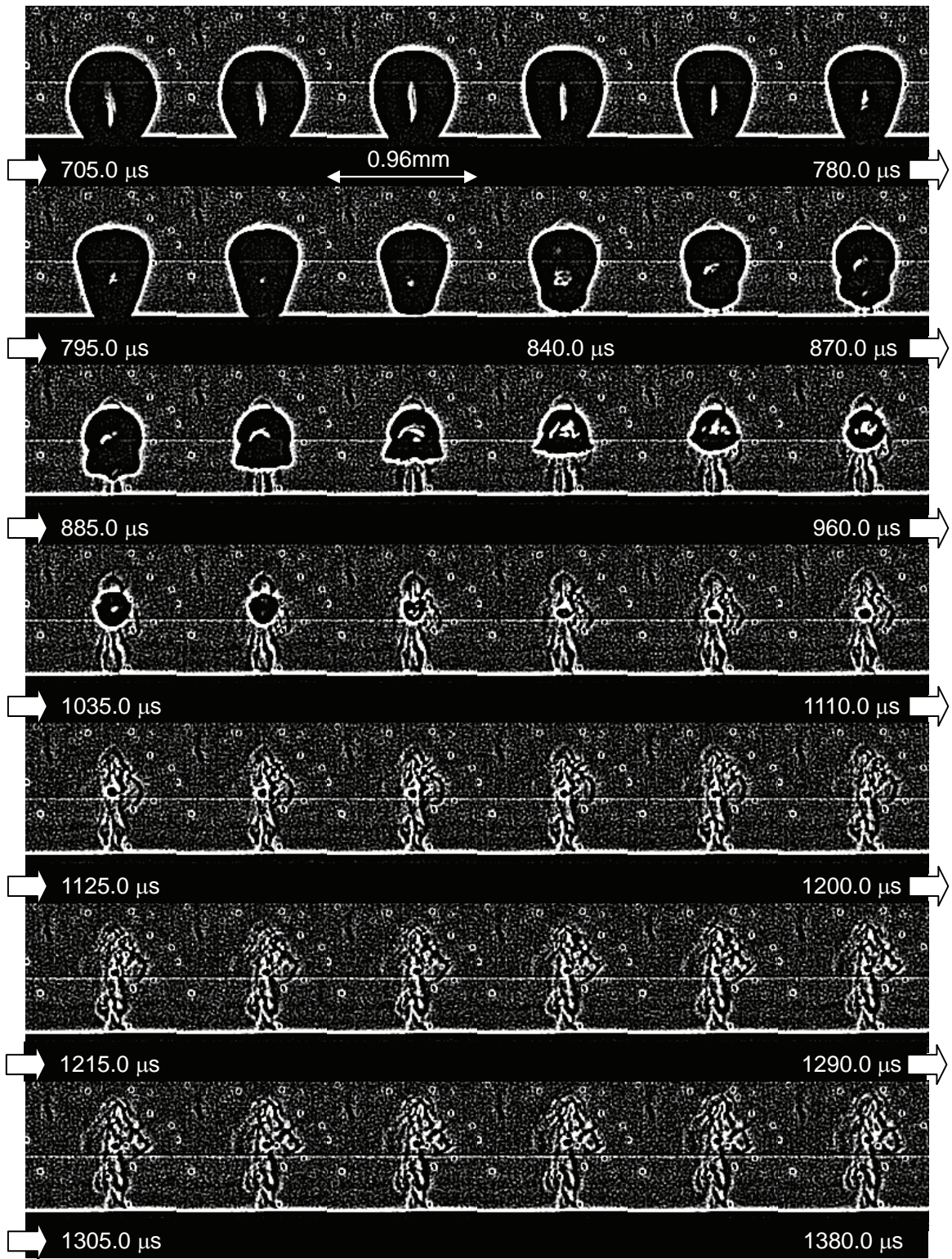


Photo 3.5 Visualization images of boiling bubble behavior at $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$
(2/2)

3.3.2. 気泡体積

Fig. 3.4 上図に、画像解析によって得られた各サブクール度に対する単一気泡体積の時間変化を示す。また、Fig. 3.4 下図は時刻 1ms までの範囲を拡大した結果である。この可視化実験で観察された一連の気泡成長サイクルは非常に再現性が高く、1サイクルの時間間隔（寿命）もほぼ一定であった。したがって、対象として、観察された可視化実験データの中から任意の気泡成長1サイクルに着目し、気泡体積変化の定量化を行った。図中、白抜きシンボルは気泡成長から離脱直前まで、黒抜きシンボルは伝熱面から離脱した後の結果を示す。

図より、 $\Delta T_{sub}=0.1^{\circ}\text{C}$ の飽和沸騰の場合には、気泡は沸騰開始から急激に成長した後、その体積は最大値を示すまで単調に増加し、気泡は時刻 $3\mu\text{s}$ 近傍で伝熱面から離脱した。この気泡の成長段階は、飽和沸騰を仮定した気泡成長理論 [3.6] とも定性的に一致している。

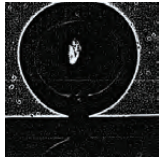
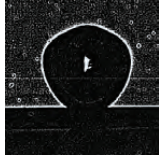
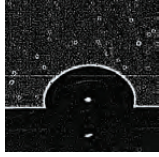
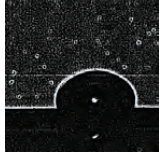

次いで、 $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$ では、気泡が急激に成長した時刻 $0.3\mu\text{s}$ 以降、サブクール液の影響で気泡の成長は抑制され、ほぼ一定の気泡体積を保ちながら気泡は伝熱面より離脱した。これは、気泡成長段階における気液界面での蒸発量と凝縮量とがほぼバランスした状態であることを示していると考えられ、気泡が離脱した後も一定期間、その体積は保持される傾向にあった。このことは、気泡周りのサブクール度はバルク液で設定した $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$ よりも小さいことが考えられる。

一方、 $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ になると、時刻 $0.3\mu\text{s}$ 程度で気泡の成長が最大を示した後、これまでよりもサブクール度の影響が大きいために、気液界面での蒸発量よりも凝縮量が増すことで気泡体積は徐々に減少していき、気泡が伝熱面より離脱した後も、サブクール液中で気泡は単調に収縮した。

さらに、サブクール度が大きくなる $\Delta T_{sub}=15.4^{\circ}\text{C}$ および 21.5°C では、気泡体積は $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ の場合とほぼ同時刻で最大を示したが（ $\Delta T_{sub}=15.4^{\circ}\text{C}$ で時刻 $0.3\mu\text{s}$ 、 $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ で時刻 $0.24\mu\text{s}$ ）、最大に到達した時点での気泡体積はサブクール度の増大とともに減少している。

以上を纏めて、Table 3.4 に気泡体積が最大に到達した時刻とその時刻における気泡体積およびその形状を示す。この結果から明らかなように、サブクール度が大きくなるにつれて、最大時の気泡体積およびその到達時刻は減少し、また、気泡体積が最大値を示す気泡形状から、サブクール度の増加に伴い、気泡の成長が伝熱面近傍に制限される傾向にあることが確認できる。これは、伝熱面近傍に形成されている過熱液層がサブクール度に依存して薄くなる、すなわち、気泡頂部での凝縮による影響であると考えられる。

Table 3.4 Elapse time, maximum bubble volume and bubble shape at the instant of maximum bubble volume obtained by visualization experiments

ΔT_{sub} [°C]	Elapse time [ms]	Maximum bubble volume [mm ³]	Bubble shape
0.1	2.92	1.75	
5.1	1.50	0.66	
10.3	0.31	0.43	
15.4	0.31	0.25	
21.5	0.24	0.17	

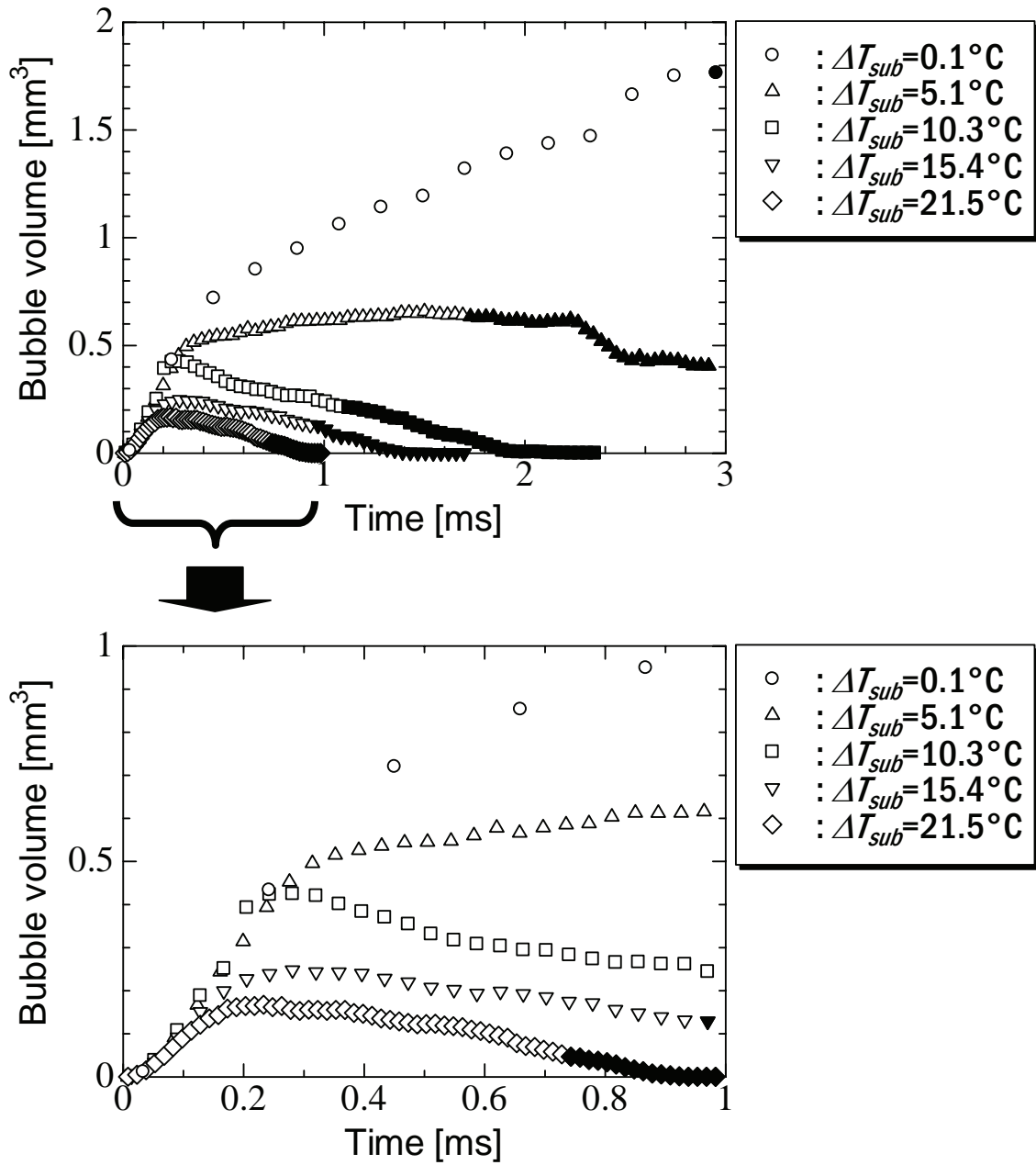


Fig. 3.4 Time variation of bubble volume in subcooled pool boiling at various degrees of subcooling obtained by visualization experiments

3.3.3. 気泡形状

気泡形状の時間的な変化を定量的に評価するため、Fig. 3.5 に各サブクール度に対する気泡の水平方向の最大幅 (W)、垂直方向の最大長さ (H) および、そのアスペクト比 (H/W) の時間変化を示す。ここで、図中のシンボルの意味は Fig. 3.4 と同様である。

水平方向の気泡幅 (Fig. 3.5(a)) は、サブクール度が大きくなるにつれて、水平方向への気泡成長は抑制され、かつ凝縮の影響で気泡幅の減少が確認できる。一方、垂直方向の気泡長さ (Fig. 3.5(b)) は、気泡幅と比較してサブクール度には大きく依存せず、初期の急激な気泡成長から気泡が伝熱面より離脱するまでの間、気泡長さは垂直方向に向かって単調に増加した。これらの傾向は気泡のアスペクト比 (Fig. 3.5(c)) により、サブクール度が大きくなるにつれて、気泡は縦長 (アスペクト比 <1) に強く伸長してから離脱する傾向にあることが分かり、前節での可視化画像からも明らかである。

このような沸騰気泡の伝熱面離脱機構に関する研究は、強制対流サブクール沸騰中のボイド率分布を予測する上で古くから研究が行われており[3.7]、既存の観察結果からも類似の結果が報告されている[3.3, 3.8, 3.9]。すなわち、サブクール液中での気泡はまず水平方向に扁平になりながら成長し、その後、浮力と表面張力によって垂直方向へと気泡は伸長し始め、その際の液側の慣性力によって気泡は伝熱面より離脱するものと考えられる。また、サブクール度が増加すると、気泡の成長が抑制されることによって気泡径は小さく（曲率半径が大きく）なり、それにより表面張力が大きく作用することで、より縦長へと変形が起ると推測される。結果的にこれらの作用が大きく影響して、気泡はサブクール度が増加するほど、気泡発生から離脱するまでの時間は短くなる傾向にあるといえる。

Fig. 3.6 に成長した気泡の伝熱面に対する見かけの接触角を示す。図では、画像より見かけの接触角が読み取れる時刻から気泡離脱までの時間変化を示す。飽和沸騰に近い条件の場合では、見かけの接触角は単調に減少しながら気泡の離脱に至る。一方、サブクール度が大きくなると、気泡離脱時を除いて、ほぼ一定の接触角を示すことが分かった。

Fig. 3.7 に気泡が伝熱面より離脱する直前の気泡形状を示す。この図からも明らかなように、サブクール度が大きくなるにつれて、気泡が垂直方向に強く伸長されている様子がはっきりと確認できる。

次いで, Fig. 3.8 に, 気泡が成長を開始してから伝熱面より離脱するまでの間, 気泡底部が伝熱面上に接触している長さを L とした場合の接触線長さ ($=\pi L$) の時間変化を示す. 図より, 伝熱面上に接触している気泡底部は, その気泡成長に伴って拡大し, 接触線長さが最大値を示した後, 今度は単調に減少して, 気泡発生初期の長さ (約 0.1mm) にまで縮小した時点で, 気泡は伝熱面より離脱した. この傾向は各サブクール度でほぼ共通であった.

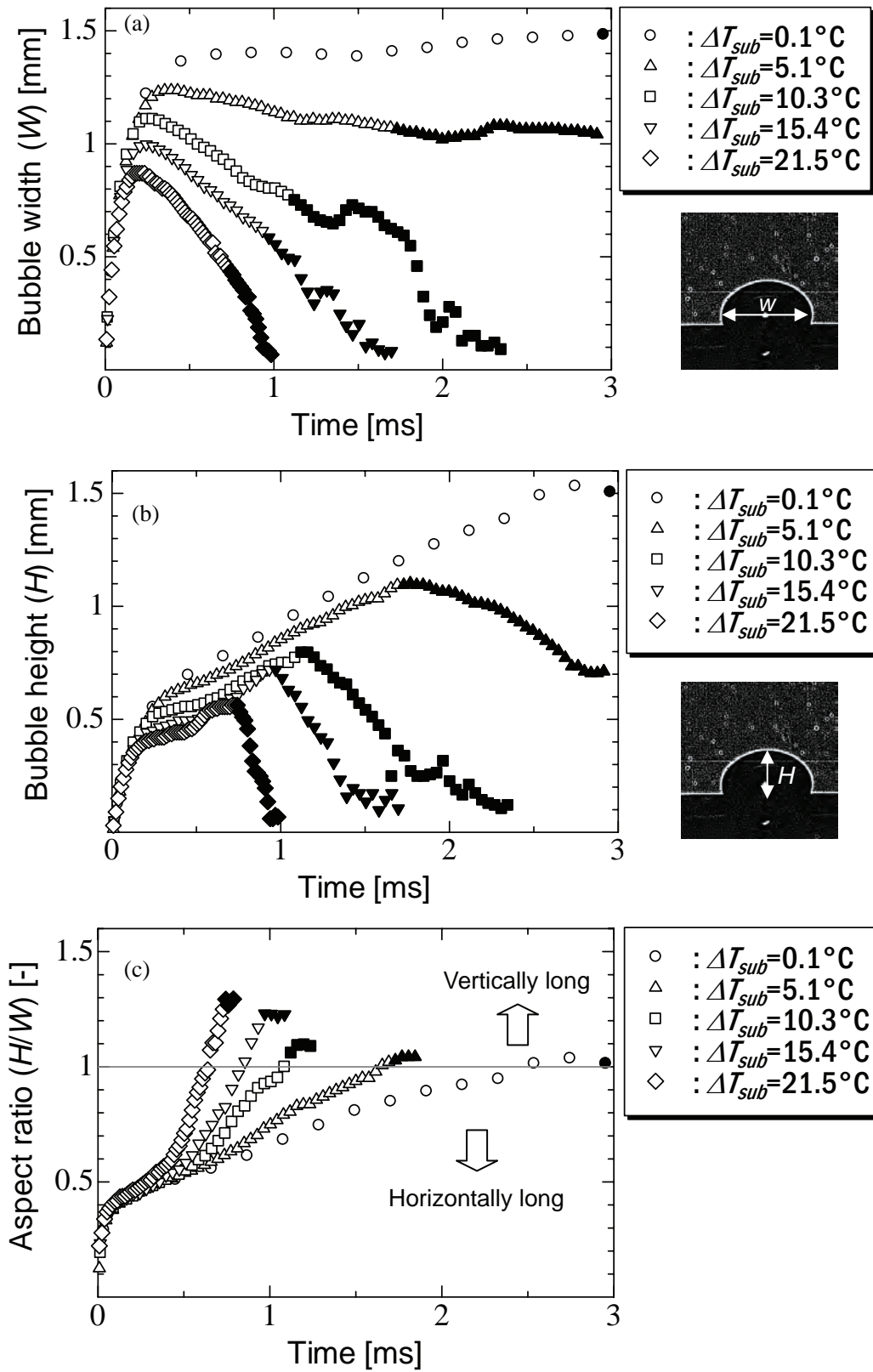


Fig. 3.5 Time variation of bubble shape ((a):height, (b):width and (c):aspect ratio) in subcooled pool boiling at various degrees of subcooling obtained by visualization experiments

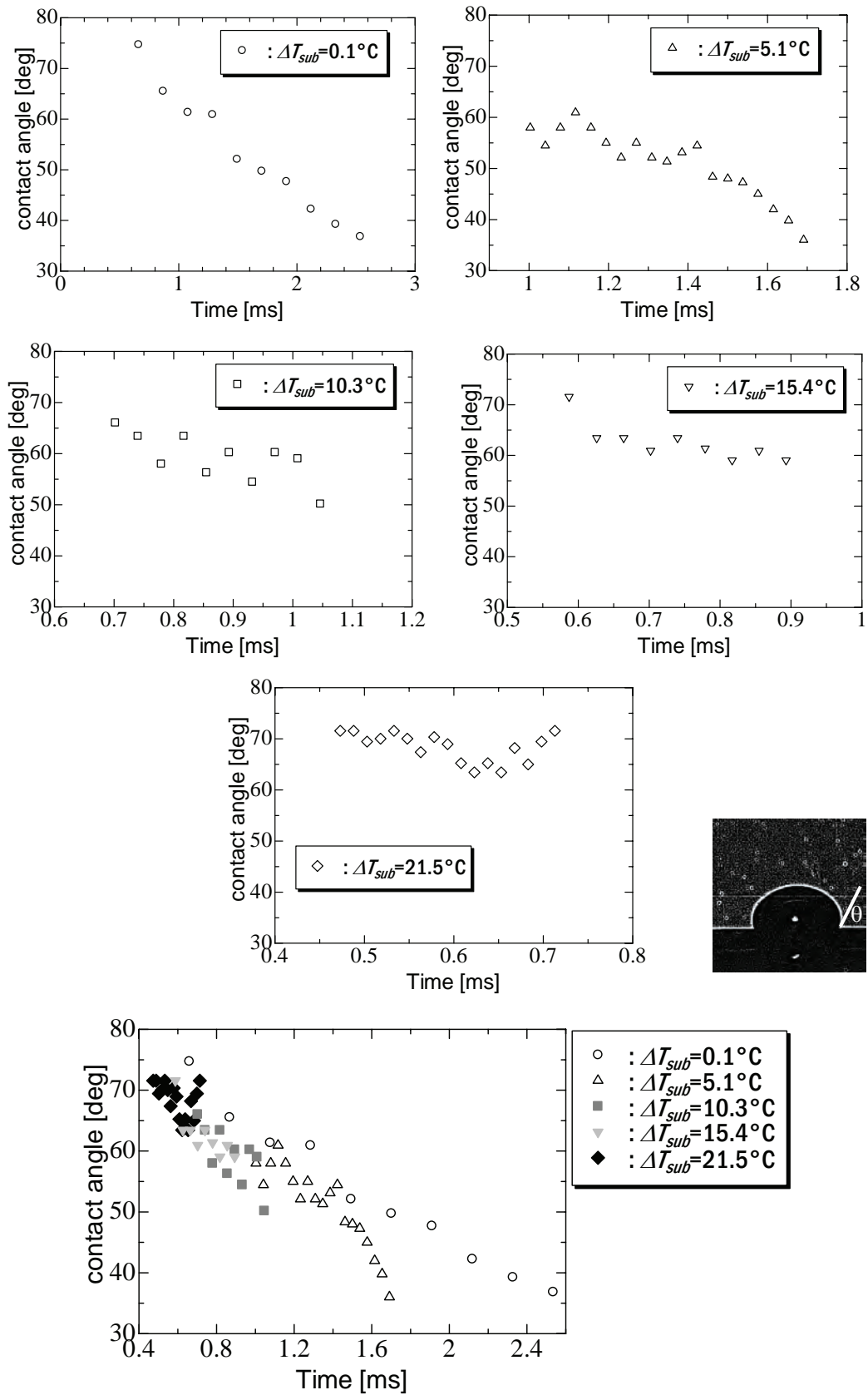


Fig. 3.6 Time variation of apparent contact angle in subcooled pool boiling at various degrees of subcooling obtained by visualization experiments

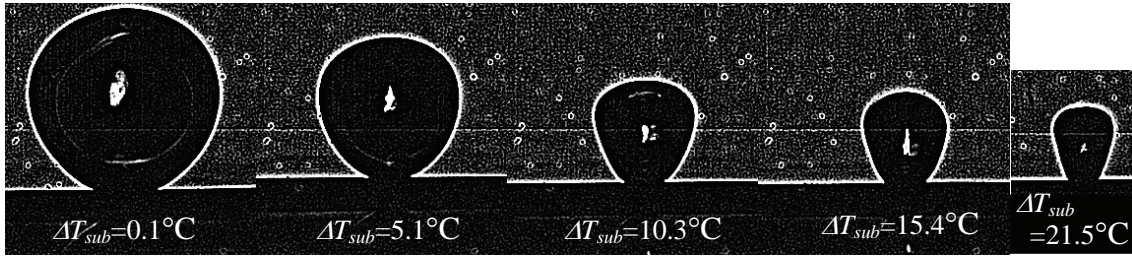


Fig. 3.7 Comparison with the bubble shapes just before its departure from heating surface in subcooled pool boiling at various degree of subcooling obtained by visualization experiments

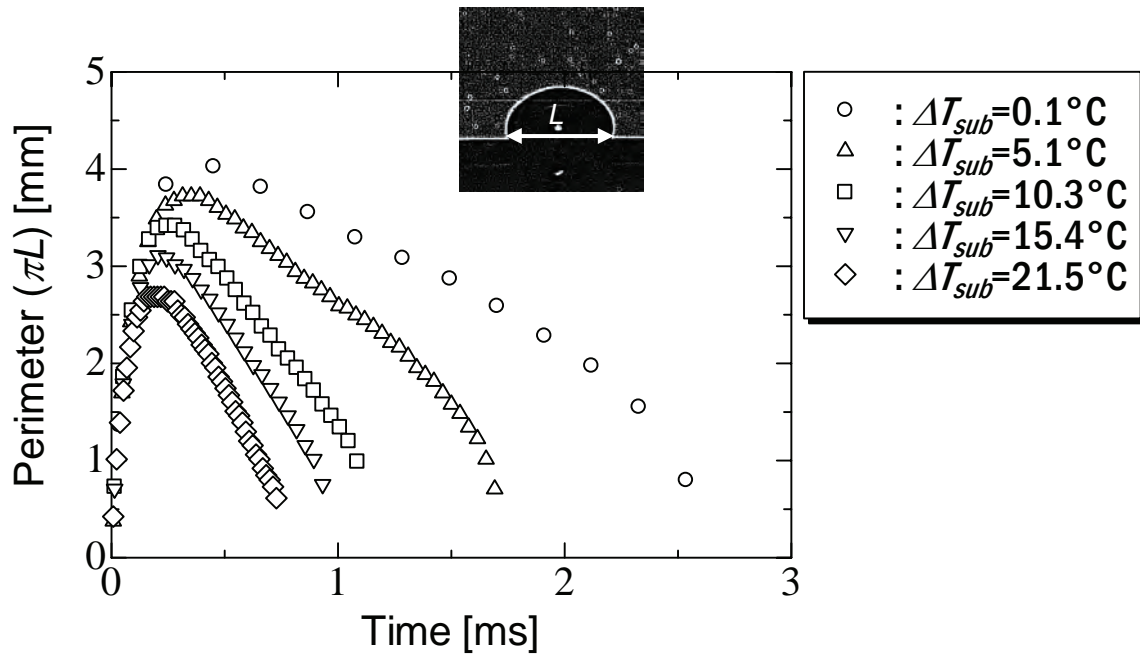


Fig. 3.8 Time variation of perimeter of contact line in subcooled pool boiling at various degrees of subcooling obtained by visualization experiments

3.3.4. 気泡成長理論式との比較

前節で得られた気泡体積に対して、サブクール度の影響が比較的少ない初期の気泡成長段階に対して、既存の気泡成長理論式との比較を行った．ここで、気泡成長は既往の研究により、1) 慣性支配（成長初期）と2) 熱伝達支配（成長後期）に大別されることが知られているため[3.10]、これら2つの気泡成長段階の理論式として提唱されている、1) Rayleighの式 [3.11]（式(3.5)）および 2) Plesset and Zwickの式 [3.12]（式(3.6)）を用いて検討を行った．

$$r(t) = \left\{ \frac{2}{3} \left[\frac{T_{\infty} - T_{sat}}{T_{sat}} \right] \frac{h_{lv} \rho_g}{\rho_l} \right\}^{1/2} t \quad (3.5)$$

$$r(t) = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} \text{Ja} \sqrt{\alpha_l t}, \quad \text{Ja} = \frac{(T_{\infty} - T_{sat}) \rho_l c_{pl}}{\rho_g h_{lv}} \quad (3.6)$$

ここで、 r は気泡半径、 t は時刻、 T_{∞} はバルク温度、 T_{sat} は飽和温度、 h_{lv} は蒸発潜熱、 ρ は密度、 c_p は定圧比熱、 α は温度拡散率を示す．また、添字の g, l は、各々気相および液相を示す．上述の気泡成長理論式は全て飽和状態を仮定しているため、本実験結果と比較検討するに当り、各理論式で用いるバルク温度 T_{∞} をどのように定義するか問題となる．そこで、実験では気泡周りの温度分布が得られていないため、本研究では気泡成長初期（慣性支配）の気泡は伝熱面近傍の過熱液層中にあると仮定し、その過熱液層温度を実験から得られた待ち時間（気泡が伝熱面から離脱して次に発生するまでの時間間隔）の間に熱伝導によって上昇した温度であると定義して、次式の非定常熱伝導方程式の解析解によって、 $T_{\infty}=110^{\circ}\text{C}$ を設定した．

$$T_s = T_b + \frac{2q\sqrt{\alpha t}}{k\sqrt{\pi}} \quad (3.7)$$

ここで、 T_s は伝熱面温度、 T_b はバルク温度、 q は熱流束、 α は熱拡散率、 t は待ち時間、 k は熱伝導率を表す．また、Table 3.5 に各理論式で使用したパラメータを示す．

Fig. 3.9上図に既存の気泡成長理論式と比較した気泡体積の時間変化を示す（縦軸の気泡体積は対数表示）。また、Fig. 3.9下図は時刻 0.3ms までの範囲を拡大した結果である。図中、各理論式から求めた気泡体積は球形気泡を仮定して算出した。図より、実験で得られた気泡の各成長段階と各理論式との間には、次の関係にあることが分かる。

- (1) 時刻0.03ms程度まで：各サブクール度に関係なく、慣性支配のRayleighの式（点線）と一致（過熱液層の内部）。
- (2) 時刻0.03~0.2ms程度まで：Rayleighの式からはずれが生じ始め、熱伝達支配を表すPlesset and Zwickの式で気泡成長過程が近似可能（過熱液とサブクール液との境界領域）。
- (3) 時刻0.2ms以降：サブクール度の影響が顕著となり、飽和に近い場合を除き、Plesset and Zwickの式からずれを生じる（サブクール液の領域）。

以上の結果から、可視化実験ではサブクール沸騰であるにも関わらず、サブクール度の影響が比較的少ない成長段階に限っては、飽和状態を仮定した既存の気泡成長理論式が実験結果の0次予測に有効であるものと判断できる。また、この結果を適切にモデル上に反映することによって、数値解析における計算上の初期気泡の最適な予測値として活用できるものと期待できる。

Table 3.5 Values of the parameters for the analytical equations

analytical equations	T_{∞} [°C]	T_{sat} [°C]	h_{lv} [J/kg]	ρ_g [kg/m ³]	ρ_l [kg/m ³]	α [m ² /s]	C_{pl} [J/(kg·°C)]
Rayleigh (Eq. (3.5))	110.0	100.0	2.257×10^6	0.59758	958.35	—	—
Plesset and Zwick (Eq. (3.6))						1.68×10^{-7}	4217

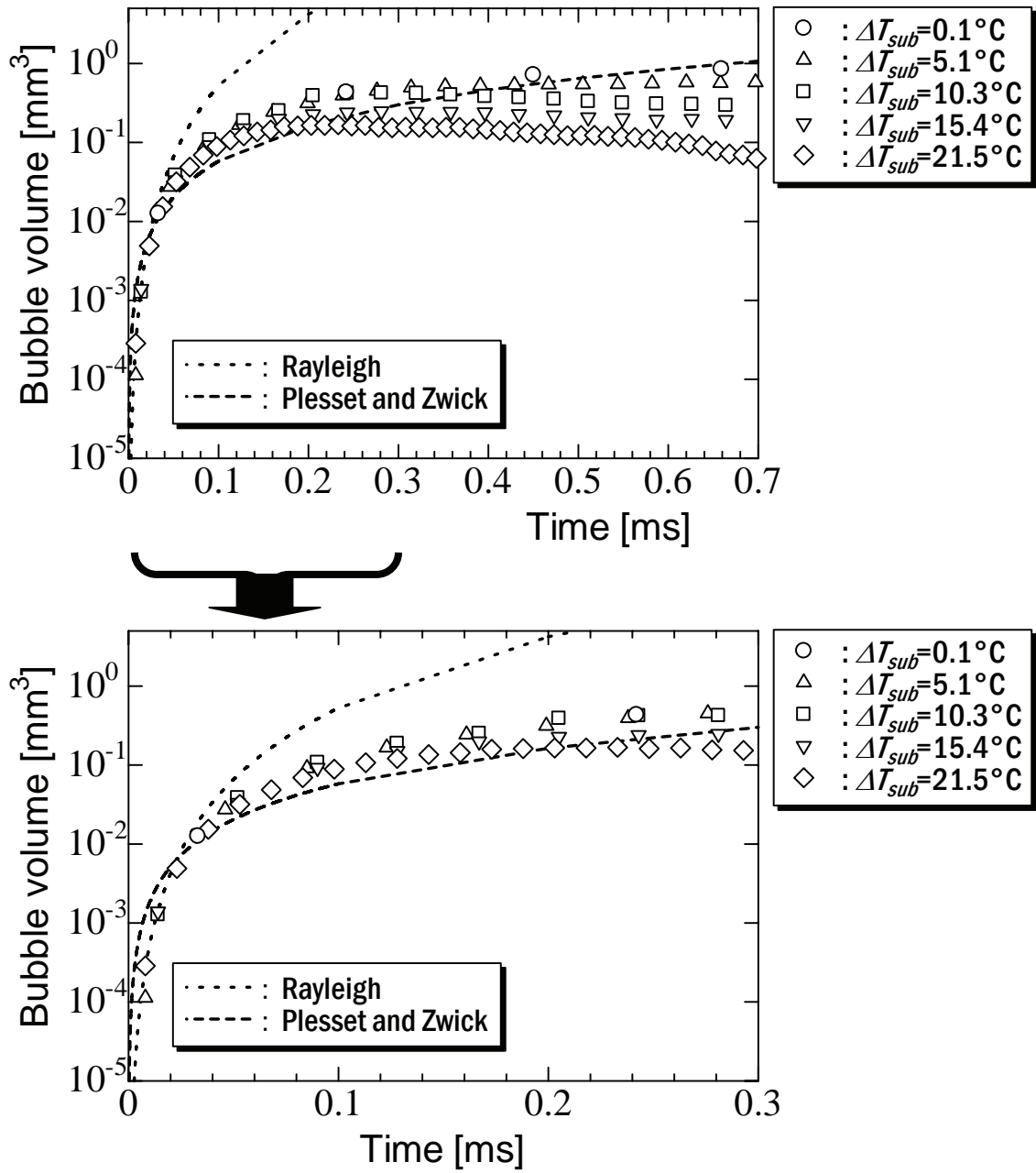


Fig. 3.9 Comparison of the experimental result with the existing analytical equations at various degrees of subcooling

3.4. まとめ

本研究目的である沸騰現象の直接数値予測手法の構築に対して，その検証用データの取得を目的として，Kawara, Okoba and Kunugi によって実施されたサブクール・プール沸騰時の可視化実験から得られた画像を画像解析し，詳細な高時空間分解の気泡形状データベースを構築した．

また，可視化実験結果から得られた気泡体積や気泡形状データを評価した結果，以下の結果が得られた．

- (1) サブクール度の増加に伴い，気泡成長は抑制され，気泡発生から気泡離脱までの時間は短くなる．
- (2) 気泡形状は，サブクール度が増加するほど，より縦長に伸長して伝熱面より離脱することが確認できた．これは，気泡に働く浮力と表面張力によって気泡は伸長し，その際の液側の慣性力によって気泡は離脱するものと考えられる．
- (3) 伝熱面と気泡との見かけの接触角を評価した結果，サブクール度が大きい場合には，見かけの接触角の大きな状態が気泡離脱時まで継続されることが分かった．
- (4) 既存の気泡成長理論式との比較を行い，サブクール度の影響が少ない成長段階に対しては，理論式が実験結果の0次予測に有効であるものと判断できる．このことは，数値解析における計算上の初期気泡の最適な予測値として活用できるものと期待できる．

参考文献

- [3.1] Akiyama, M. and Aritomi, M. Advanced Numerical Analysis of Two-Phase Flow Dynamics Multi-Dimensional Flow Analysis, 14-22, Corona Publishing, Tokyo (2002).
- [3.2] Situ, R., Mi, Y., Ishii, M. and Mori, M., Photographic study of bubble behaviors in forced convection subcooled boiling, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, 3659-3667 (2004).
- [3.3] Okawa, T., Ishida, T., Kataoka, I. and Mori, M., Bubble rise characteristics after the departure from a nucleation site in vertical upflow boiling of subcooled water, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 235, 1149-1161 (2005).
- [3.4] Kawara, Z., Okoba, T. and Kunugi, T., Visualization of behavior of subcooled boiling bubble with high time and space resolutions, *Proc. the 6th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-6)*, 424-428 (2007).
- [3.5] The Japan Society of Mechanical Engineers ed., Boiling Heat Transfer and Cooling (in Japanese), 12-13, Nikkan kogyo publishing, Tokyo (1989).
- [3.6] Carry, V. P., Liquid Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Process in Heat Transfer Equipment, 192-197, Taylor & Francis, Washington, DC (1992).
- [3.7] Levy, S., Forced convection subcooled boiling - prediction of vapor volumetric fraction, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.10, 951-965 (1967).
- [3.8] Akiyama, M. and Tachibana, F., Motion of vapor bubbles in subcooled heated channel, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Vol. 17(104), 241-247 (1974).
- [3.9] Bibeau, E. L. and Salcudean, M., A Study of bubble ebullition in forced-convective subcooled nucleate boiling at low pressure, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 37(15), 2245-2259 (1994).
- [3.10] The Japan Society of Mechanical Engineers ed., Boiling Heat Transfer and Cooling (in Japanese), 20-23, Nikkan kogyo publishing, Tokyo (1989).
- [3.11] Rayleigh, L., On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, *Phil. Mag.*, Vol. 34(200), 94-98 (1917).

- [3.12] Plesset, M. S., and Zwick, S. A., The growth of vapor bubbles in superheated liquids, *J. Appl. Phys.*, Vol. 25(4), 493-500 (1954).

第 4 章 非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築と検証

本章では，沸騰現象の解明に対して，数値解析によって沸騰時の伝熱特性やその詳細なメカニズムを解明することを目的として実施した，直接数値予測手法の構築について述べる．本研究で構築する沸騰現象の直接数値予測手法は，第 2 章で説明した功刀によって開発された混相流数値解析手法 MARS [4.1]を基礎とする．そこで，まず，MARS に組み込まれている従来の沸騰・凝縮モデルに対して，第 3 章で構築したサブクール・プール沸騰可視化詳細データベースによるモデル検証を行うため，可視化実験条件に基づいたサブクール・プール沸騰気泡挙動の数値シミュレーションを実施した．次いで，モデル検証の結果として摘出された問題点を解決するために，「準静的熱平衡過程」に基づき，(1) 気液密度変化を考慮した修正相変化モデルおよび，(2) 緩和時間モデルを導入した，非経験的な沸騰・凝縮モデルを構築した．

4.1. 従来の沸騰・凝縮モデルにおける問題点の抽出

前章の可視化詳細データベースの結果から，沸騰気泡挙動に対するサブクール度の影響が顕著に現れて来るのは， $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ 以上であることが分かった．そこで，従来モデルの検証計算として， $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ の場合の気泡成長サイクルを対象にして数値シミュレーションを行った．Fig. 4.1 に，前章で得られた $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ の実験条件におけるサブクール・プール沸騰気泡体積の時間変化を示す．この図よりサブクール・プール沸騰気泡挙動は以下のように図中の①～③で示す3つの過程から構成されることが分かった．

- ①：気泡核生成後の急激な気泡成長過程
- ②：伝熱面近傍の過熱液による気泡の蒸発量とサブクール液に気泡が接触することによる凝縮量とがバランスして気泡の成長が一時的に停止する過程
- ③：伝熱面上から気泡が離脱し，凝縮・消滅する過程である．

しかしながら，各現象の空間スケールが 10^{-6}m から 10^{-3}m オーダーおよび時間スケールが 10^{-6} 秒から 10^{-3} 秒オーダーと大きく異なるため，これら一連の現象を数値解析するにあたり，最小スケールを用いて全ての現象を統一的に模擬することは，計算機資源の制約から現実的ではない．また本章では，沸騰現象の基本的な物理過程である気泡成長挙動を従来の沸騰・凝縮モデルが正しく表現できているのかを検証するため，① 沸騰開始直後の気泡核から気泡が成長する初期過程および，③ 気泡が伝熱面から離脱した後の気泡凝縮・消滅過程に着目した検証計算を行った．

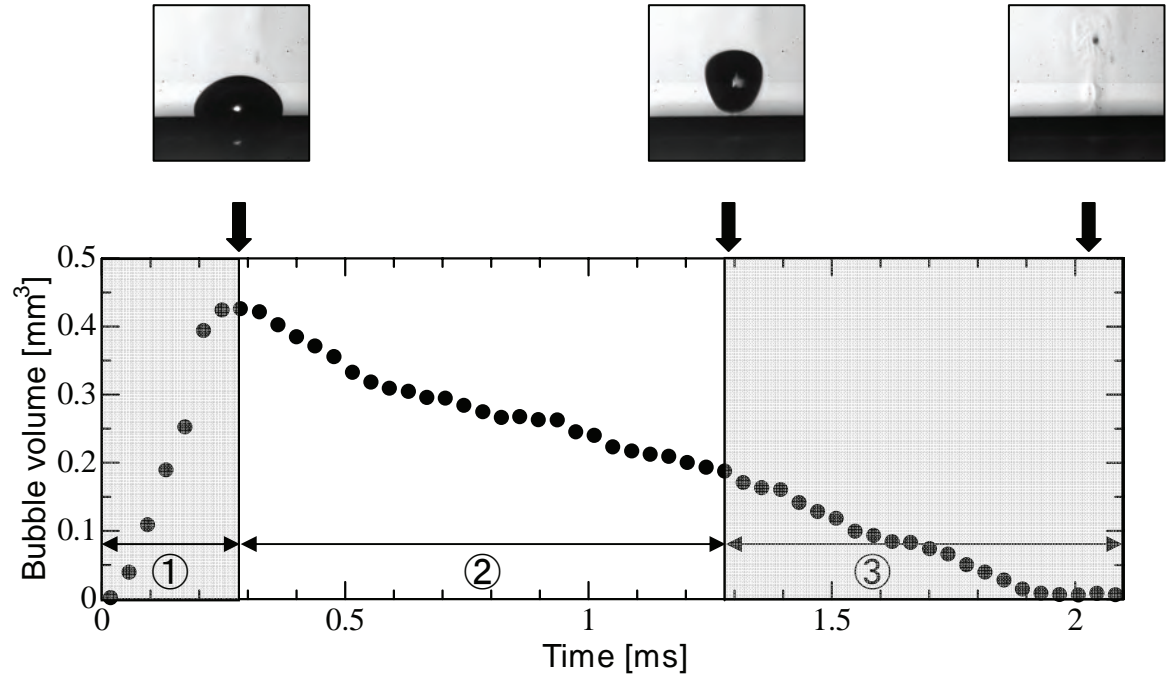


Fig. 4.1 Bubble volume variation time in subcooled pool boiling at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ obtained by visualization experiments

4.1.1. 気泡成長過程の検討

気泡成長過程の検証問題に用いた解析体系を Fig. 4.2 に示す．解析体系は，底部に発熱体である 0.1mm 直径の白金線を加熱平板状に模擬した伝熱面（伝熱面積は白金線と一致）を設定し，寸法が 60 μm (x 方向) \times 65 μm (y 方向) \times 60 μm (z 方向)の 3 次元デカルト座標系とし，計算格子幅は気泡核が空間分解可能なように各方向 1 μm の等間隔格子を用いた．境界条件は x および z 方向が周期境界条件， y 方向の底面は slip 条件および y 方向の解析領域上面に圧力条件として静水圧を課した．さらに，重力は y 方向下向き方向に与えた．また，解析体系の底部に設置した厚さ 3 μm の発熱体は，その底面の境界条件として熱流束一定条件を与えて，発熱体内部の熱伝導計算を行った．解析条件は対象とした可視化実験条件に合わせて，大気圧条件下でサブクール度 $\Delta T_{\text{sub}}=10.3^\circ\text{C}$ ，発熱体への熱流束は $q=0.25\text{MW/m}^2$ とし，計算時間刻み幅は 10ns とした．さらに相変化モデルで用いる液相および気相の飽和温度は各々，99.99 $^\circ\text{C}$ および 100.01 $^\circ\text{C}$ に設定した．

また，数値解析では核生成が生ずるための気泡核生成温度を決定する必要がある．しかしながら，実験では気泡核発生箇所の伝熱面温度が測定されていない．一般には，沸騰時の気泡発生サイクルを考えた場合 [4.2]，気泡が伝熱面から離脱すると，伝熱面上の過熱液は気泡の上昇で同伴されるとともに，周囲のサブクール液と置き換わるため，伝熱面温度はサブクール液温に回復すると予想される．その後，伝熱面温度は再び加熱によって気泡核が生成される過熱状態まで上昇する．このことから，気泡が伝面上を離脱して次の気泡が伝熱面で発生するまでの「待ち時間」の間に，伝熱面温度がどれだけ上昇するかを見積れば，気泡核生成温度を推定できると考えた．そこで，本数値解析では，可視化実験結果から得られた待ち時間と，次式の非定常熱伝導の解析解を用いて，気泡核生成温度の推定を行った．

$$T_s = T_b + \frac{2q\sqrt{\alpha t}}{k\sqrt{\pi}} \quad (4.1)$$

ここで， T_s は伝熱面温度， T_b はバルク温度， q は熱流束， α は熱拡散率， t は経過時間， k は熱伝導率を表す．

Table. 4.1 に，可視化実験から得られた各サブクール度の待ち時間を式(4.1)の経過時間 t に代入して求めた伝熱面温度を示す．この表より，各サブクール度で求められた T_s を平均すると，伝熱面温度は約 110 $^\circ\text{C}$ と推定された．したがって，

本推定より，本計算では気泡核生成温度を 110°C と定めた．

Table 4.1 The result of T_s calculated by Eq. (4.1) with waiting period
at various degrees of subcooling

ΔT_{sub} [°C]	t [ms]	T_s [°C]	ΔT_{sub} [°C]	t [ms]	T_s [°C]
0.1	3.55	112.43	10.3	14.02	109.37
0.6	4.05	111.61	11.2	15.40	109.66
1.1	5.13	111.27	12.6	17.37	107.04
2.3	6.71	110.93	14.0	19.05	108.55
3.6	8.09	108.43	15.4	21.52	111.68
5.1	9.18	108.46	17.4	14.02	109.37
6.7	10.27	109.47	19.1	15.40	109.66
8.1	11.15	108.48	21.5	17.37	107.04
9.2	12.64	112.21	Ave.	—	109.97

$$T_b=100+\Delta T_{sub} \text{ [°C]}, \quad q=0.25[\text{MW/m}^2], \quad \alpha=1.67 \times 10^{-7}[\text{m}^2/\text{s}], \quad k=0.67776[\text{W}/(\text{m} \cdot \text{°C})]$$

本検証の計算手順としては，まず，伝熱面温度が気泡核生成温度（110°C）に達するまで，水単相での熱伝導状態から自然対流までの計算を行い，初期熱流動場を形成した．次いでこの初期熱流動場に対して，式(2.20)の気泡核生成温度で決まる臨界半径 r_e を持つ半球形上の気泡核（この気泡体積に相当する F_g 値）を伝熱面中央に 1 個配置（この際，気泡核の底部と伝熱面との接触面は完全に乾いた状態（ $F_g=1$ ）を仮定）して核生成させ，沸騰シミュレーションを開始した．なお，本数値解析で仮定した気泡核の臨界半径 r_e は 3 μm であり，気泡内部の初期温度は飽和温度とした．

検証結果に対する定量的な評価を行うため，Fig. 4.3 に可視化実験ならびに数値解析で得られた気泡成長速度の時間変化を両対数グラフで示す．ここで，横軸は沸騰開始からの時間（ms）および縦軸は気泡体積（ mm^3 ）を示す．また，黒丸は実験結果，実線は本数値解析結果を示している．但し，数値解析結果は

気泡全体が解析体系内に存在する時間範囲のみを表示した．図から明らかなように，実験で使用した高速度ビデオカメラから気泡成長初期段階の実験データを得ることができていない．しかし，前章で述べたように，この段階は従来の研究により，大きな液体慣性の下で成長する慣性支配領域であると一般に考えられており，その気泡成長速度は均一な過熱液中で成長する球形気泡に対する理論解である Rayleigh の式（すなわち，式(3.5)）として知られている．前章にて，気泡成長初期の実験データに対しては，Rayleigh の式を含めた既存の気泡成長理論式が気泡成長の 0 次予測に成り得ることを述べた．しかしながら，実験データの得られていない気泡成長初期段階に対しても，式(3.5)の Rayleigh の式と一致，すなわち，慣性支配領域として取り扱えるかどうか，について再度検討を行った．Fig. 4.3 に，式(3.5)の過熱液層温度 T_{∞} に対して，解析で定義した気泡核生成温度 110°C を適用した場合の気泡成長速度（球形気泡を仮定した気泡体積）を点線で示す．図より式(3.5)が実験データの得られていない気泡成長初期段階に対しても，気泡成長の 0 次予測になっていると推測できる．

一方，前述した条件で数値解析を行った結果（Fig. 4.3 実線参照），気泡の成長速度は極端に遅く，実験結果の傾向や Rayleigh の式と比較して明らかに小さいことが分かった．

そこで，数値解析で得られた気泡成長挙動について定性的な傾向を調べるため，Fig. 4.4 に気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面図で表し，併せて温度コンターおよび速度ベクトル図を表示した．図より，気泡核から沸騰が開始し，気泡が成長する挙動は本数値解析によっても確認されたが，気泡成長に伴う気泡形状の変化については可視化実験で観察された結果と定性的に異なることが分かった．可視化実験では，沸騰開始直後，気泡は水平方向に成長し，気泡の下半分は伝熱面と接触することで半楕円形状を示しているが，数値解析では気泡核が成長して間もなく，気泡は伝熱面上に押し上げられて球形へと変化してしまい，その状態で気泡は同心円状に過熱液層内において緩やかに成長した．

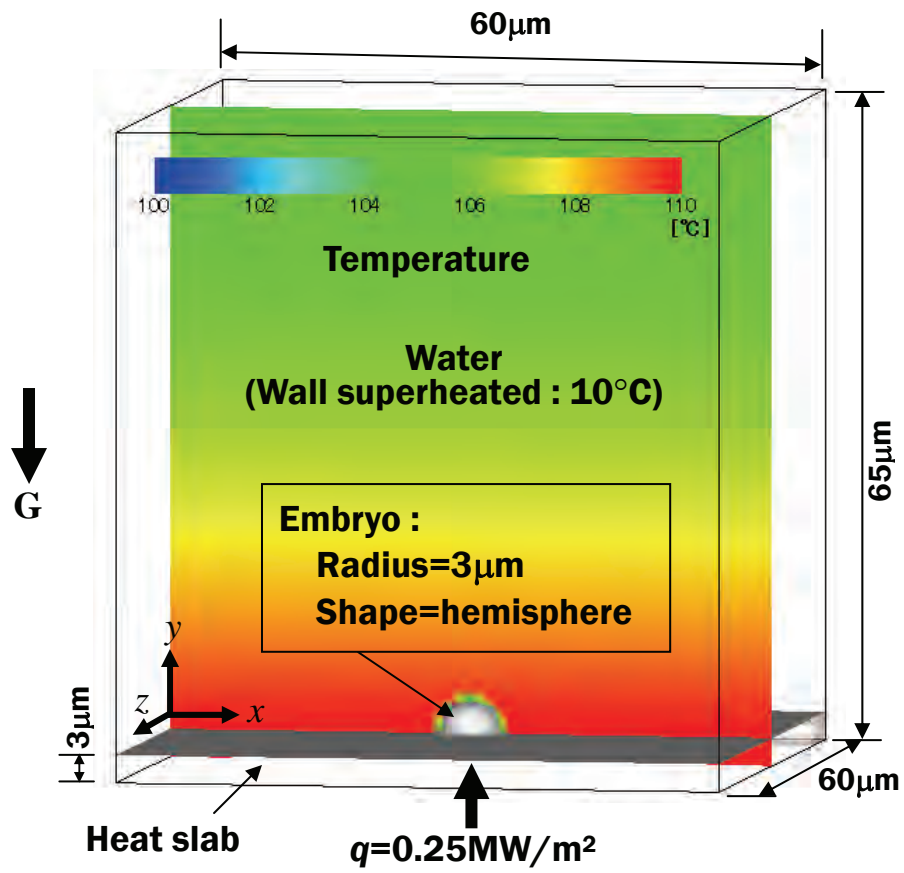


Fig. 4.2 Computational domain for bubble growth process at $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

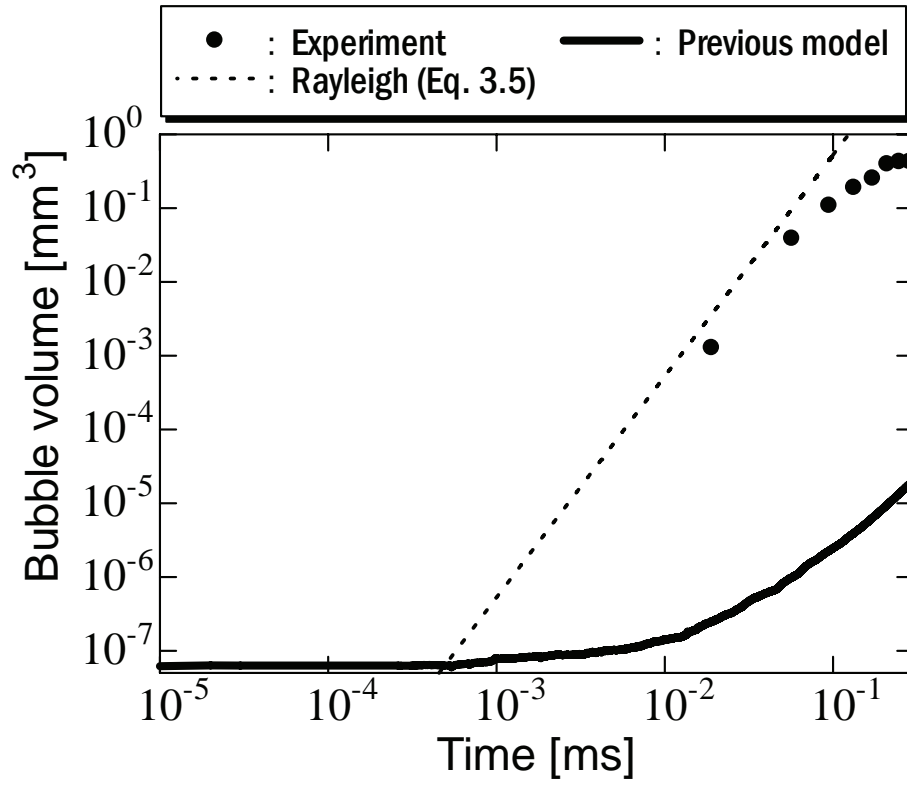


Fig. 4.3 Comparison of numerical result of bubble volume-time values with experimental data and analytical result in bubble growth process at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

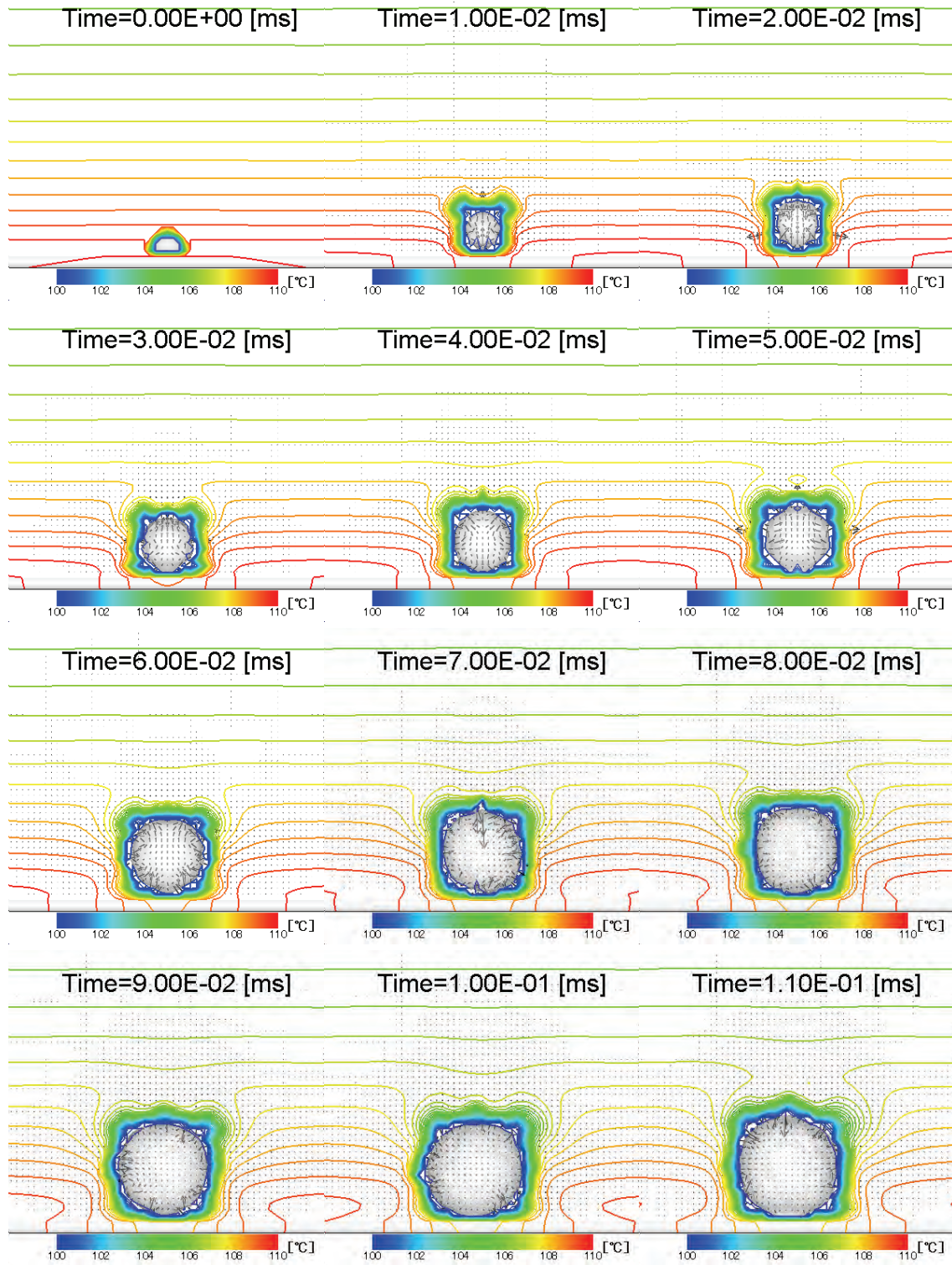


Fig. 4.4 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by numerical simulation for original model at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ (1/3)

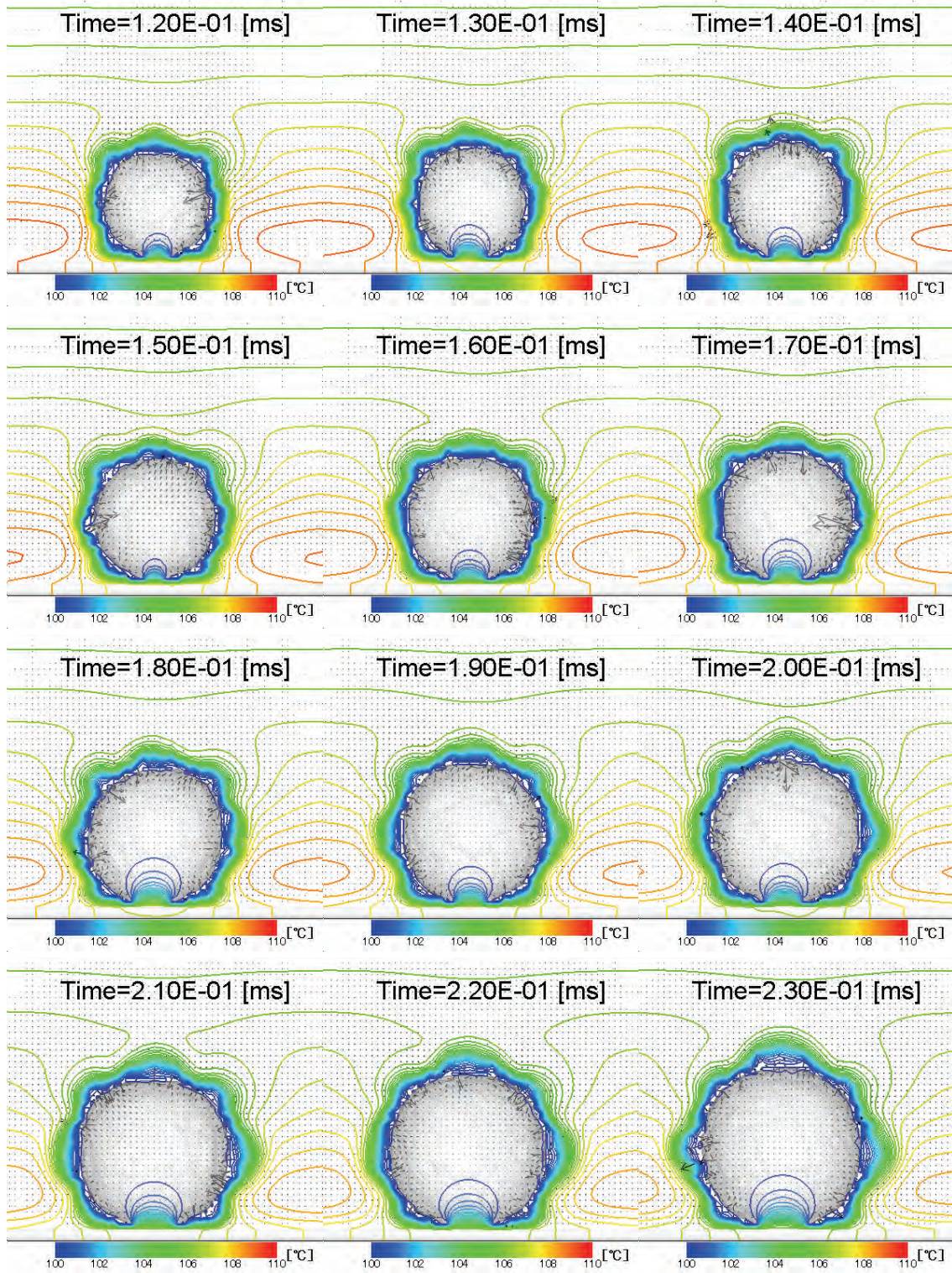


Fig. 4.4 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by numerical simulation for original model at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ (2/3)

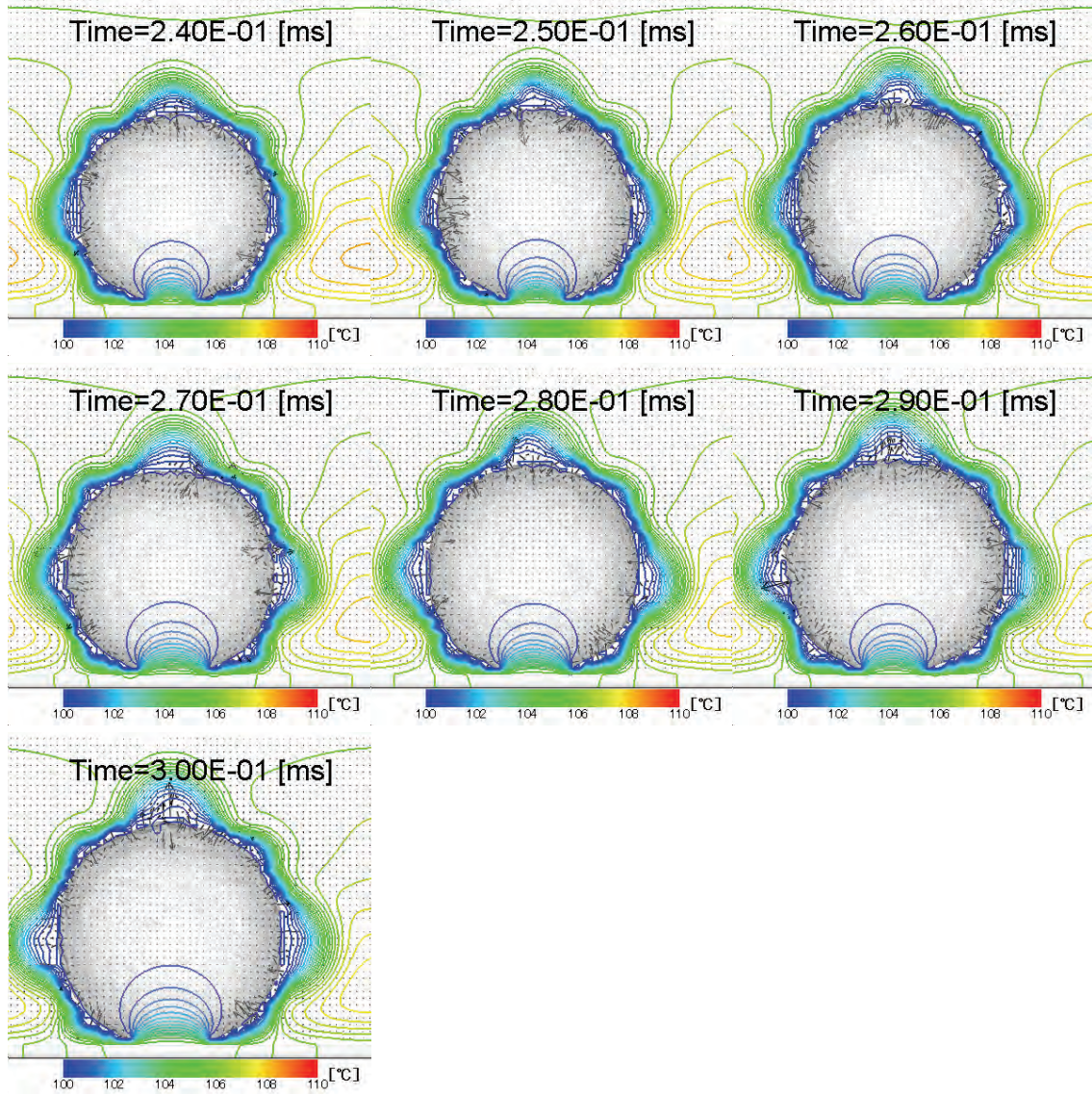


Fig. 4.4 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by numerical simulation for original model at $\Delta T_{sub} = 10.3^\circ\text{C}$ (3/3)

4.1.2. 気泡凝縮・消滅過程の検討

気泡凝縮・消滅過程に用いた解析体系を Fig. 4.5 に示す．解析体系は，底部に発熱体である 0.1mm 直径の白金線を加熱平板状に模擬した伝熱面を設置した，25mm (x 方向) × 25mm (y 方向) × 25mm (z 方向) の 3 次元デカルト座標系であり，各方向共 50 μ m 幅の等間隔格子を用いた．境界条件は x および z 方向に周期境界条件，y 方向の底面は slip 条件および y 方向の解析領域上面に圧力条件として大気圧を課した．さらに，重力は y 方向下向き方向に与えた．また，解析領域の底部に伝熱面を設置し，伝熱面の境界条件として熱流束一定を与えた．解析条件は対象とした可視化実験条件に合わせ，大気圧条件下でサブクール度 $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ ，伝熱面への熱流束を $q=0.25\text{MW/m}^2$ ，時間刻み幅は 1 μ s とした．さらに，相変化モデルで用いる液相および気相の飽和温度は各々，99.99 $^{\circ}\text{C}$ および 100.01 $^{\circ}\text{C}$ に設定した．

初期条件については，気泡成長過程と同様に，伝熱面温度を気泡核生成温度として推定した 110 $^{\circ}\text{C}$ （壁面過熱度 10 $^{\circ}\text{C}$ ）を設定し，まず，伝熱面温度が壁面過熱度に達するまで，水単相での熱伝導状態から自然対流まで計算を行い，初期熱流動場を形成した．次いで，静止した球形の気泡をサブクール液中に 1 個配置して計算を開始した．ここで，配置した気泡については，可視化実験結果より球形を仮定して得られた離脱気泡径 0.35mm を設定し，気泡内部には飽和温度（100 $^{\circ}\text{C}$ ）を与えた．

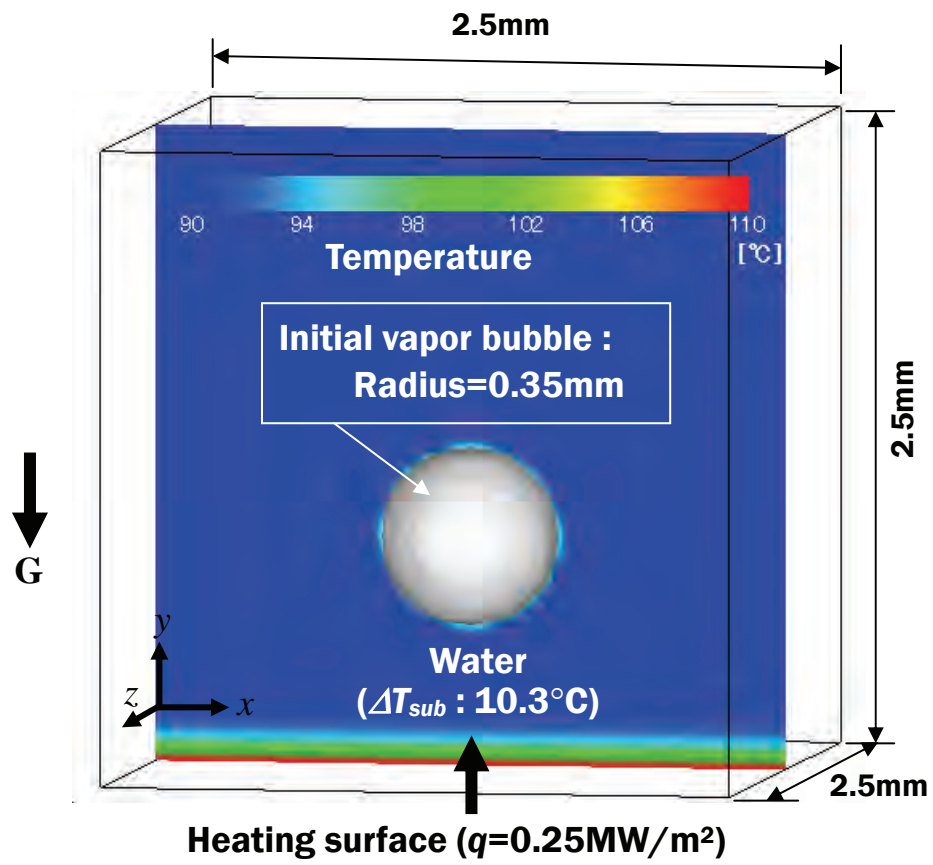


Fig. 4.5 Computational domain for bubble condensation and extinction process at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

数値解析結果に対する定量的な評価を行うため、Fig. 4.6 に可視化実験ならびに数値解析で得られた気泡体積の時間変化を示す。ここで、横軸は気泡が伝熱面上から離脱してからの経過時間 (ms)、縦軸は気泡体積 (mm^3) を示す。また、黒丸は実験結果、実線は本解析結果を示している。図から明らかなように、実験結果では気泡が伝熱面上から離脱した後、周囲のサブクール液の影響で気泡体積が単調に減少している様子が確認できる。

一方、数値解析で得られた気泡体積は、図示した時間範囲内ではほとんど減少していないことが分かった。可視化実験では気泡の離脱から消滅に至るまでの時間は約 1ms であるのに対して、数値解析では時刻 4ms まで計算を行ったが、その間に凝縮した量は、初期気泡体積に対して高々 5% 未満であった。この傾向は気泡成長過程で確認された気泡成長速度の著しい低下と一致するため、従来の沸騰・凝縮モデル、特に気泡成長・凝縮モデルに対して、相変化時の蒸発量および凝縮量をかなり過小評価していることが分かった。

次いで、数値解析で得られた気泡凝縮挙動について定性的な傾向を確認するため、Fig. 4.7 に気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面で表し、併せて温度コンターおよび速度ベクトルを図示した。図より、サブクール液中に配置した気泡が非常に緩やかに凝縮する一方、潜熱の放出に伴い、気泡付近の温度を上昇させて水のサブクール度を低下させる様子が確認された。この傾向は実験結果でも観察されており、定性的には妥当であると判断できる。しかしながら、凝縮速度はかなり遅いため、時刻 4ms まで経過しても気泡の凝縮はほとんど認められていない。

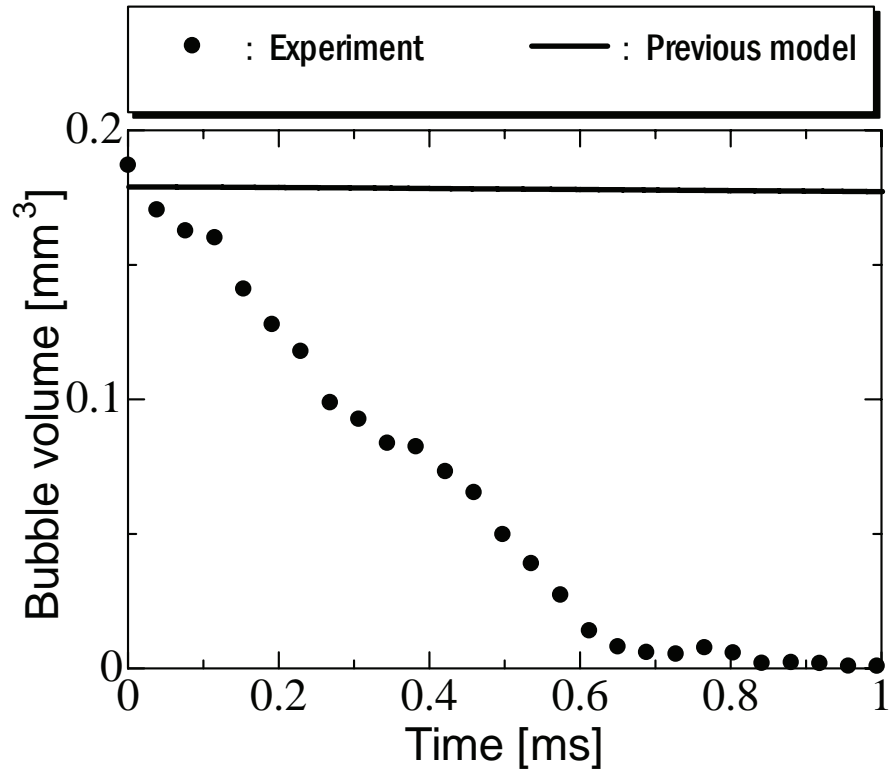


Fig. 4.6 Comparison of numerical result of bubble volume-time values with experimental data in bubble condensation and extinction process at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

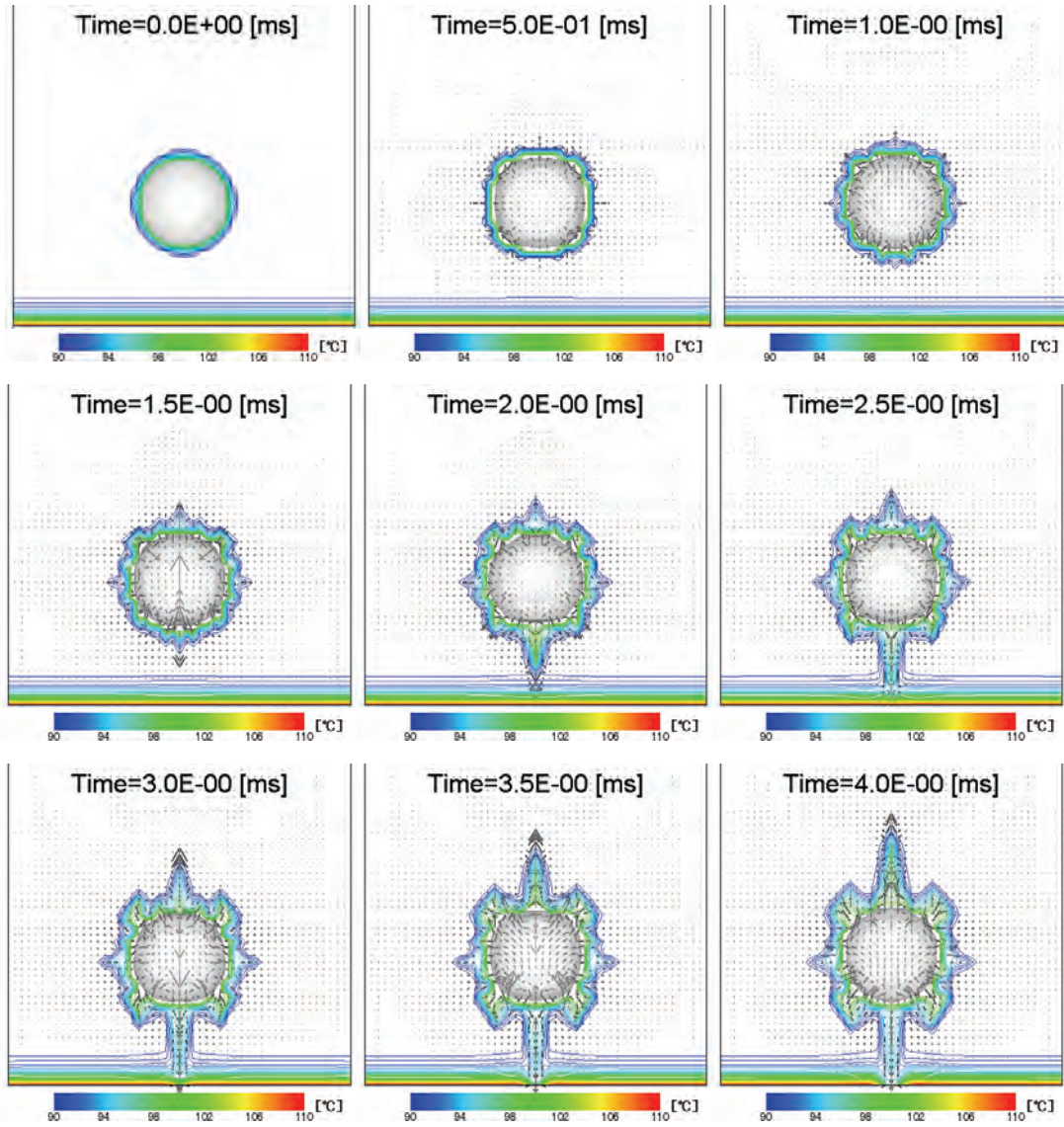


Fig. 4.7 Time series of the subcooled bubble condensing behavior obtained by numerical simulation for original model at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

4.2. 非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築

4.2.1. 修正相変化モデル

前節で提起された検証計算に対する気泡成長および凝縮速度の問題は、従来の沸騰・凝縮モデル、とりわけ気泡成長・凝縮モデルが蒸発および凝縮時の相変化量を過小評価していることに原因があると考えられる。そこで、本節では、まず気泡成長・凝縮モデルで用いられている相変化モデルおよび膨張・収縮モデルに対し、数値解析によって両者の気液界面での体積変化量を調べた。

Fig. 4.8 および Fig. 4.9 に、気泡成長過程および気泡凝縮・消滅過程に対して数値解析によって評価した気液界面での体積変化量を各々示す。ここで、(a) は相変化モデル、(b) は膨張・収縮モデルの場合を示す。また、図中、実線が蒸発または膨張、破線が凝縮または収縮による体積変化量の時間積分値を表す。

相変化モデルの場合、Fig. 4.8(a) の気泡成長過程では破線で示す凝縮量が時間的にほとんど変化せず、相変化は実線の蒸発量が支配的である。逆に、Fig. 4.9(a) の気泡凝縮・消滅過程では実線の蒸発量が時間的に変化せず、破線の凝縮量が支配的となった。これらの結果はその成長過程から判断すれば、妥当な結果であると判断できる。

一方、膨張・収縮モデルでは、Fig. 4.8(b) および Fig. 4.9(b) から、気泡成長および凝縮・消滅過程ともに、膨張と収縮による気液界面での体積変化量が時間的にバランスする傾向を示した。これは、気泡が成長あるいは凝縮する際に、表面張力等の影響で体積振動が生じた結果であると考えられる。この様相は可視化実験でも同様に観察されている。しかしながら、膨張と収縮による体積変化量が時間的にバランスする、言い換えれば、両者の収支はほとんど 0 である、つまり、膨張・収縮モデルでは、蒸発及び凝縮時の気泡の体積変化には実質的に寄与していないことを意味している。

ここで従来の相変化モデルでは、気液界面を含む計算セルの相変化量 Δg は式(2.36)で求められる。しかしながら、式(2.36)では、気液間で相変化の際に考慮されるべき両相間での密度比が無視されている、つまり、従来モデルは気液相間での密度比が 1 に近い場合にしか適用できないことになる。本作動流体である水-蒸気系では気液の密度比が約 1600 倍もあるため、気液相変化時の大きな密度変化を考慮することは極めて重要であり、検証計算で確認された相変化量の過小評価は気液相間での密度比が考慮されていないことに原因があると考えら

れる．そこで，相変化モデルに対し，気液密度変化を考慮するために次のような修正を試みた．

まず，相変化率 Δg を求める式(2.36)の右辺の単位に注目する．右辺の分母分子は各々潜熱 h_v およびエンタルピー $C_p\Delta T$ であるため，両者の単位は[J/kg]になる．このことは式(2.36)で求めた Δg が質量換算された Δg_m であることを意味している．仮に相変化量が流体率と等価であると考えれば，質量換算された Δg_m を体積換算した相変化率 Δg_v に変換する必要がある．この変換について，従来では式(2.36)を導出する際に用いた式(2.33)と式(2.35)の右辺に存在する密度 ρ を気液間で一定であると仮定，すなわち，気液の密度差が無視されている点が問題となる．例として，液相が気相に変化する場合（蒸発過程）を考える．この場合，式(2.33)では液相が気相に変化する際の潜熱に相当することから気相側の密度，式(2.35)では液相に伝わる顕熱に相当することから液相側の密度を用いると，両式は各々，式(4.2)および式(4.3)に置き換わる．

$$Q_s = \rho_g \Delta W \Delta g_v h_v \quad (4.2)$$

$$Q_s = \rho_l C_{pl} \Delta W \Delta T \quad (4.3)$$

ここで，添字 g, l は各々，気相および液相を示す．したがって，式(4.2)と式(4.3)から，次式の体積換算された相変化率 Δg_v （右辺の分母分子の単位が[J/m³]）を得る．これを修正相変化モデルと呼ぶ．

$$\Delta g_v = \frac{\rho_l C_{pl} \Delta T}{\rho_g h_v} \quad (4.4)$$

ここで，注目すべき点は，今回新たに得られた式(4.4)が気泡の成長や沸騰熱伝達の無次元数として重要なヤコブ数と全く同じ表現になっている点である．ここで，ヤコブ数の場合は ΔT の定義に伝熱面での過熱度を用いる点で違いはあるが，物理的な解釈（顕熱と潜熱との比）は本質的に同じであると考えられる．このことから本研究で得た式(4.4)は相変化現象を表現するうえで物理的に妥当であると判断できる．式(4.4)で求めた Δg_v を含め，各計算格子内で以下の関係が満足するように，各相の流体率 F に反映する．

$$\text{蒸発時：} (F_l - |\Delta g_v|) + (F_g + |\Delta g_v|) = 1 \quad (4.5a)$$

$$\text{凝縮時：} (F_l + |\Delta g_v|) + (F_g - |\Delta g_v|) = 1 \quad (4.5b)$$

以上の修正相変化モデルを用いて、再度数値解析を実施した。Fig. 4.10 に気泡成長過程，Fig. 4.11 に気泡凝縮・消滅過程における気泡体積の時間変化を示す。ここで，黒丸は実験結果および破線は修正前，実線が修正後の相変化モデルを用いた解析結果を示す。両図から，修正相変化モデルによって，気液相変化時の密度変化を考慮した結果，実験結果と比較して，気泡成長および凝縮速度はかなり改善はされたことが分かる。しかしながら，Fig. 4.10 の気泡成長速度は実験結果の傾向や Rayleigh の式と比較して明らかに大きく，さらに，Fig. 4.11 の凝縮速度についても，実験結果と比較して十分な予測精度が得られているとはいえない。

そこで，修正相変化モデルを用いた気泡挙動に対する定性的な傾向を確認するため，Fig. 4.12 に気泡成長過程，Fig. 4.13 に気泡凝縮・消滅過程について，気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面で表し，併せて温度コンターおよび速度ベクトルを図示した。Fig. 4.12 より，気泡は可視化実験で観察されたように半楕円形状に成長し，修正前の結果（Fig. 4.4）と比較して気泡成長の様子が改善されることを確認できた。しかし，その成長速度は極端に大きく，一瞬にして解析体系を超えて膨張した。一方，Fig. 4.13 では，サブクール液中に配置した球形の気泡が凝縮を伴いながら振動し，急激に消滅していく様相が，本解析結果から確認された。

以上の結果，気液相間の大きな密度変化の影響を考慮した修正相変化モデルを用いることで，気泡の成長速度や凝縮速度に対して，一定の改善が認められた。しかしながら，気泡成長時の蒸発量を過大評価するという新たな課題が残された。これについては次節でさらに検討を進める。

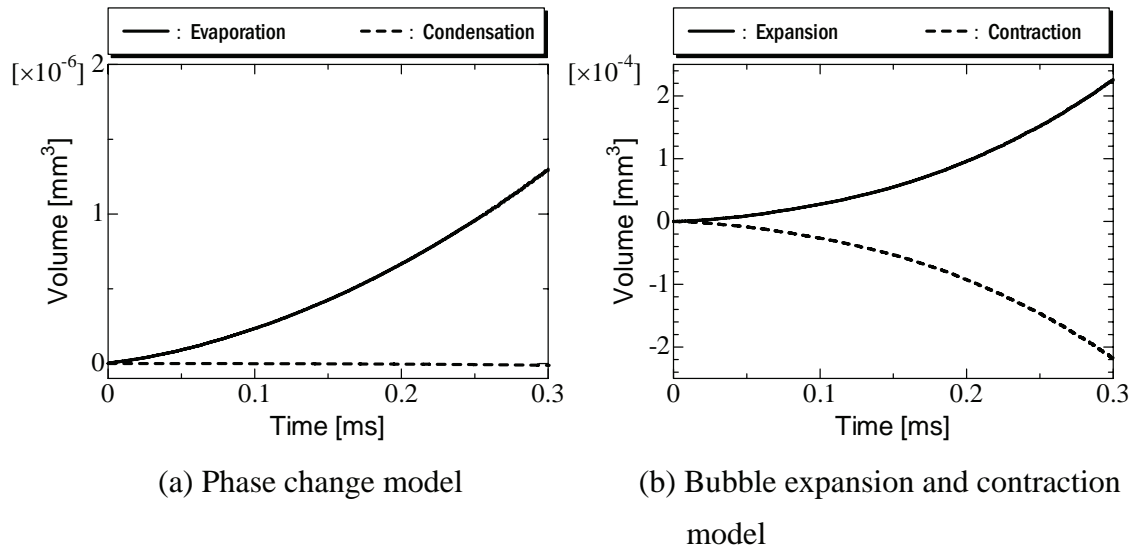


Fig. 4.8 Estimation of the amount of volume change with original model for bubble growth process

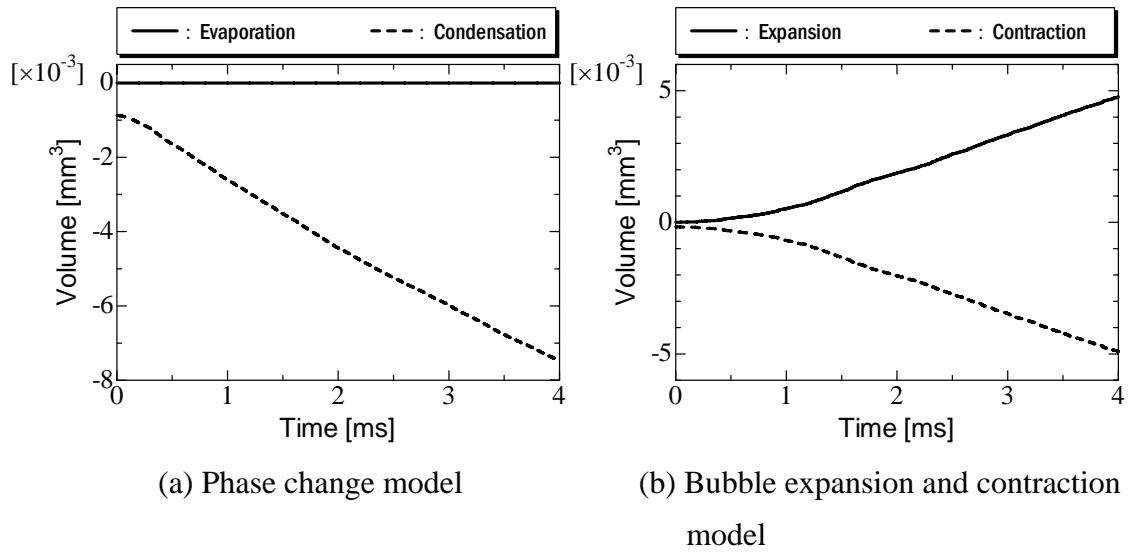


Fig. 4.9 Estimation of the amount of volume change with original model for bubble condensation and extinction process

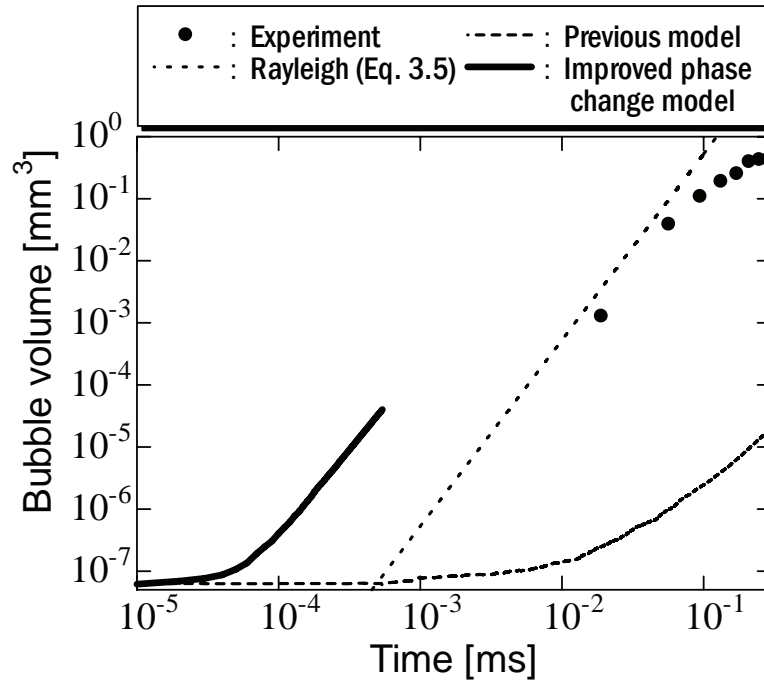


Fig. 4.10 Bubble volume variation time with consideration for improved phase-change model in bubble growth process at $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

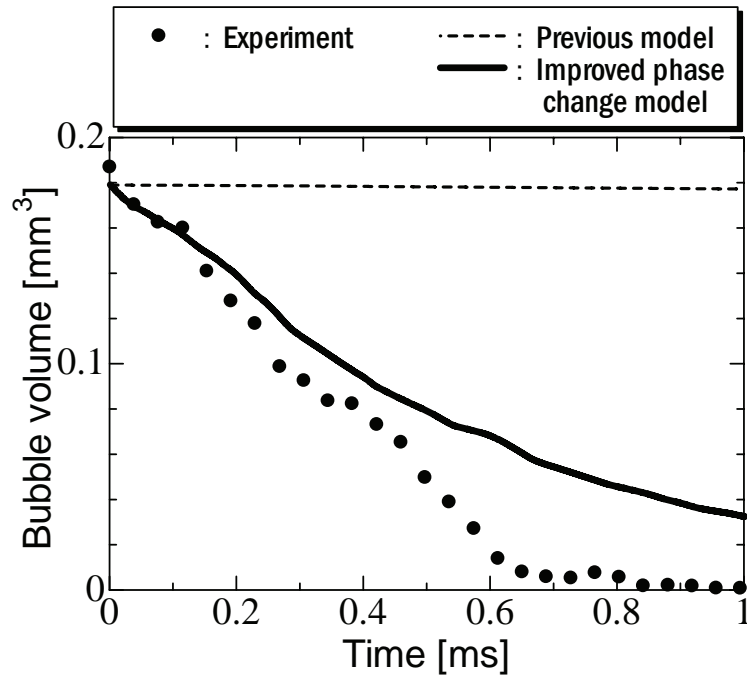


Fig. 4.11 Bubble volume variation time with consideration for improved phase-change model in bubble condensation and extinction process at $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

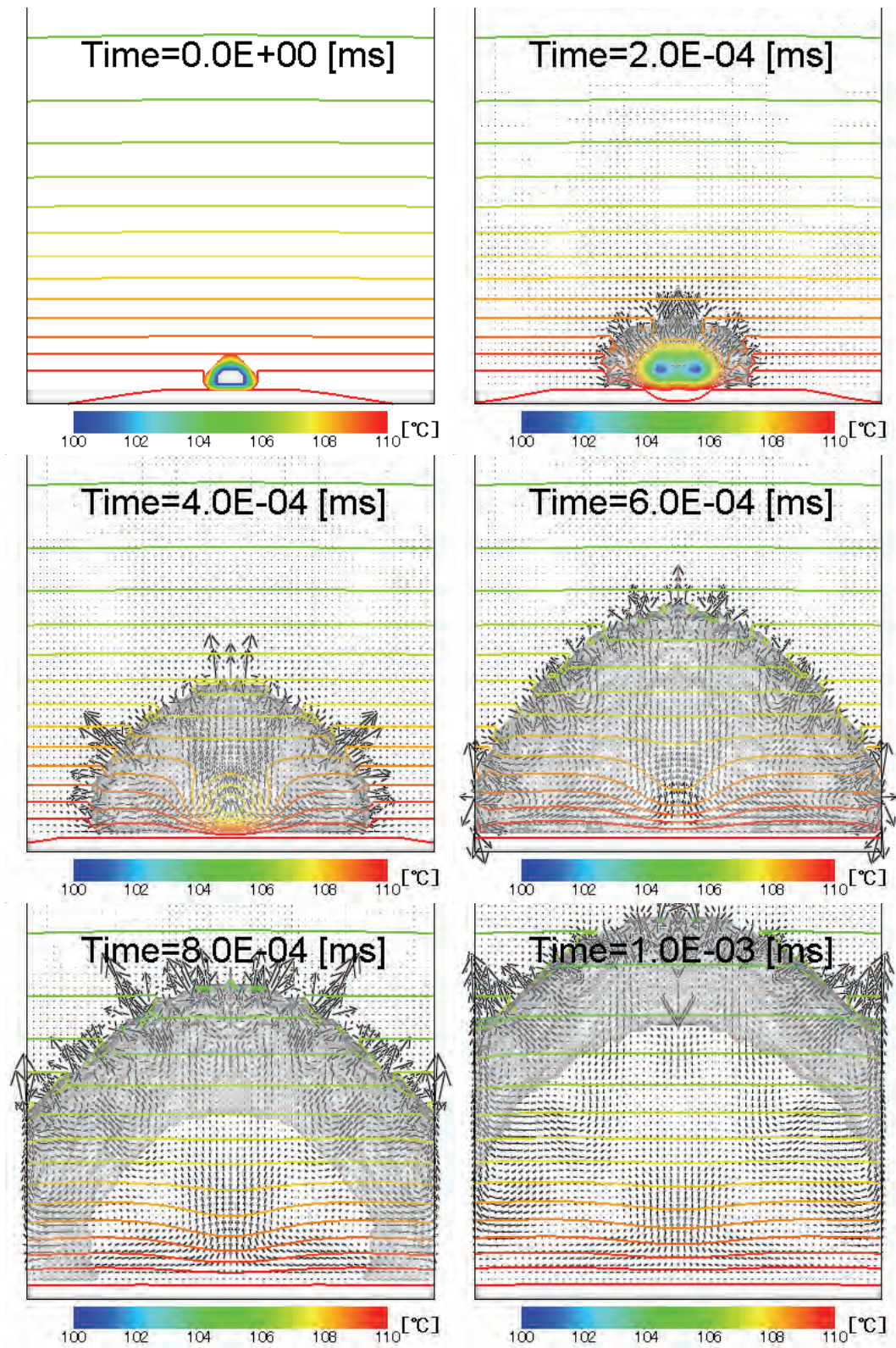


Fig. 4.12 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by numerical simulation with consideration for improved phase-change model at

$$\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$$

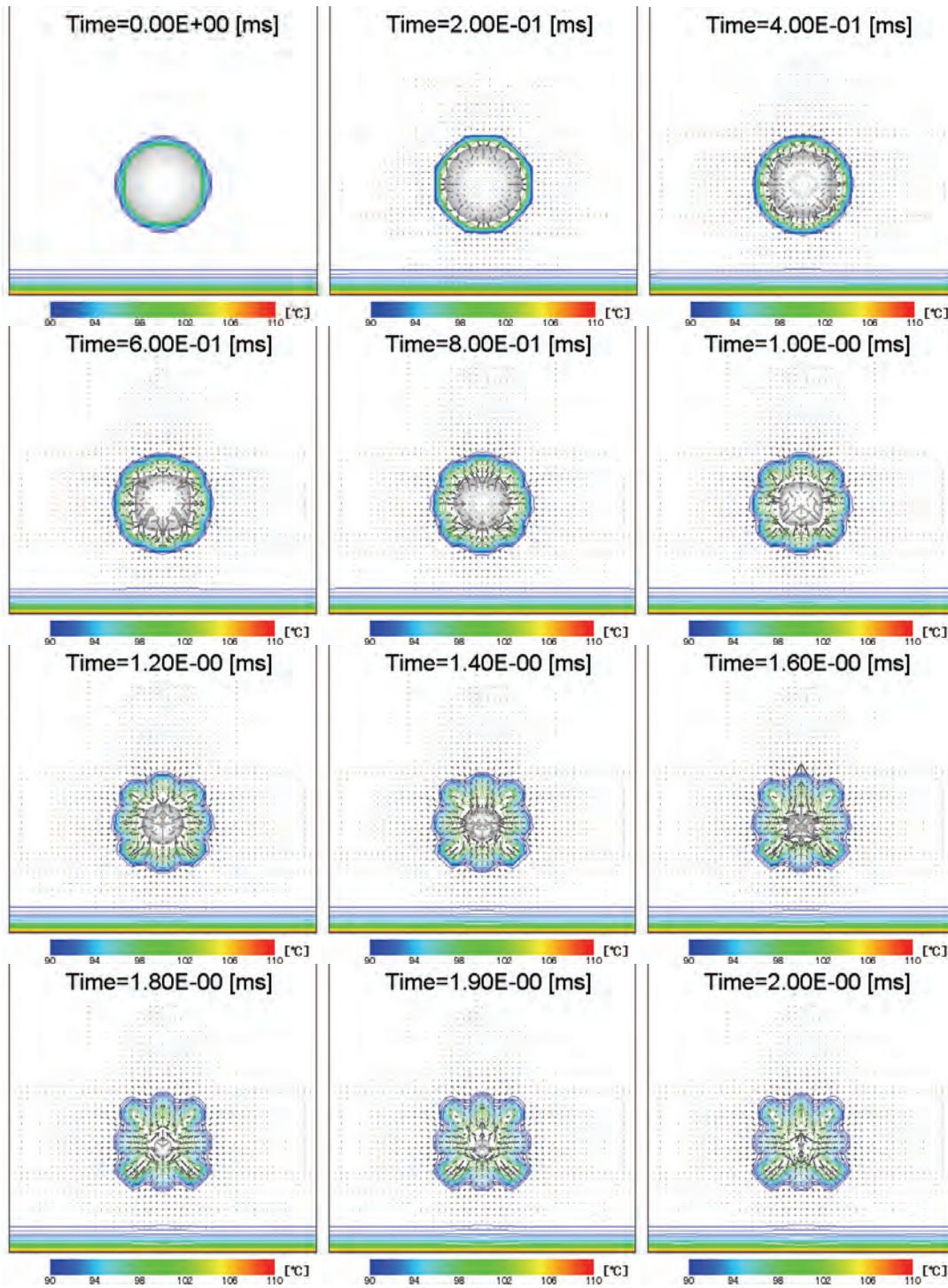


Fig. 4.13 Time series of the subcooled bubble condensing behavior obtained by numerical simulation with consideration for improved phase-change model at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

4.2.2. 気泡成長に関する支配因子の検討

本節では、修正相変化モデルを用いた場合の気泡成長に関する支配因子の影響を検討するため、以下の項目を検討した。

(1) 初期温度場（サブクール）の影響

① サブクールを考慮しない場合

② サブクールを考慮した場合

(2) 蒸発領域の検討

(1) 初期温度場（サブクール）の影響

本検討では、①サブクールを考慮しない場合については、解析領域全体が過熱液で満たされた状態を想定し、②サブクールを考慮した場合については、気泡核のみが過熱液層で覆われ、それより外側についてはサブクール状態であるとした。ここで、①については、前節で取り挙げた気泡成長過程の数値解析で用いた初期熱流場（Fig. 4.2）とした。また、②については、Fig. 4.2 の解析体系に合わせて、次式の1次元非定常熱伝導問題の解析解[4.3]を用いて、初期温度場を設定した。

$$T(x) = T_s + (T_b - T_s) \left[- \left(\frac{x}{\sqrt{12\alpha t}} \right)^2 + 2 \left(\frac{x}{\sqrt{12\alpha t}} \right) \right] \quad (4.6)$$

ここで、 x は伝熱面からの距離、 T_s は伝熱面温度、 T_b はバルク温度、 α は温度拡散率、 t は経過時間を示す。今回は式(4.6)に対し、①で用いたFig. 4.2 の解析条件に合わせ、伝熱面温度 T_s を110°C、バルク温度 T_b を89.7°C ($\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$)、温度拡散率 α を $1.68 \times 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$ とし、 $T_s=110^\circ\text{C}$ で生成する直径6 μm の気泡核が過熱液に覆われるように、経過時間 t を50 μs に設定した。この条件における熱浸透厚さ δ は、 $\delta=10\mu\text{m}$ である（ここでは、半無限媒体に対する一次元非定常熱伝導問題の近似解 $\delta = \sqrt{12\alpha t}$ を用いた）。

①および②の初期温度場を用いた場合の解析結果について、Fig. 4.14に気泡体積の時間変化を実線（①サブクールを考慮しない）および二点鎖線（②サブクールを考慮した）で示す。図より、実線の①サブクールを考慮しない場合（すなわち、Fig. 4.10の修正相変化モデルの解析結果）と比較して、②の気泡成長は

計算開始後、しばらくしてからある時点で停滞し、その後は一定の気泡体積を示した。この原因を探るため、Fig. 4.15に気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面で表し、併せて温度コンターおよび速度ベクトルを図示した。図から分かるように、過熱液層が薄いため、気泡は成長すると直ちにサブクール液に触れて凝縮するが、伝熱体下面より加熱しているため、伝熱面近傍に薄い蒸気膜を形成した。このことより、初期温度場に仮定するサブクールの存在が気泡成長に非常に大きな影響を及ぼすことが確認できた。

(2) 蒸発領域の検討

次いで、気泡成長に及ぼす蒸発領域を検討するため、サブクールを考慮しない初期温度場を用いて、気液界面での蒸発を伝熱面に接する界面域の計算格子のみに限定した（それ以外の気泡表面での蒸発、凝縮は生じない）数値解析を行った。本条件における解析結果について、Fig. 4.16に気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面で表し、併せて温度コンターおよび速度ベクトルを図示した。また、Fig. 4.14に気泡体積の時間変化を一点鎖線で示した。Fig. 4.16から、気泡成長に伴って高温液層が気泡上方に持ち上げられ、また、気泡成長に伴って液体が排除された結果、連続式を満足するように伝熱面に接する気泡端で気泡底部に向かう強い流れが発生している。この様相は、一般的に言われている気泡成長過程の描像と定性的に一致する。しかしながら、Fig. 4.14から明らかなように、本条件の気泡成長速度は著しく小さく、気泡表面での蒸発の影響が非常に大きいことが分かった。

上述の検討により、気泡成長には初期温度場に考慮するサブクールの影響が大きいこと、および、過熱液による気泡表面での蒸発の寄与が大きいことが明らかとなった。

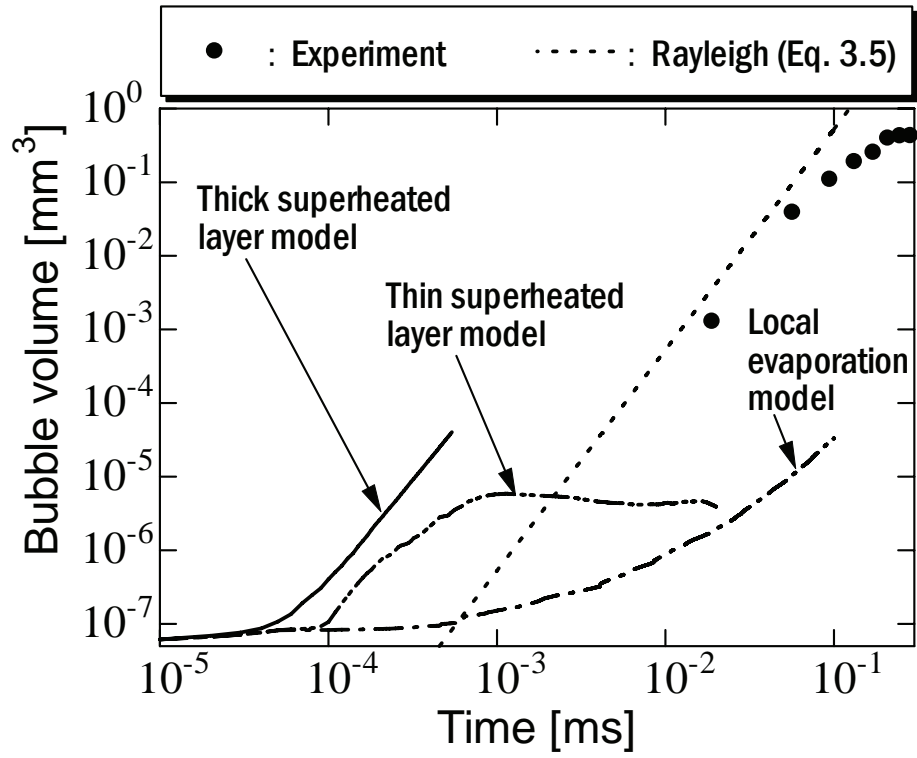


Fig. 4.14 Bubble volume variation time for thin superheated layer model and local evaporation model in bubble growth process at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

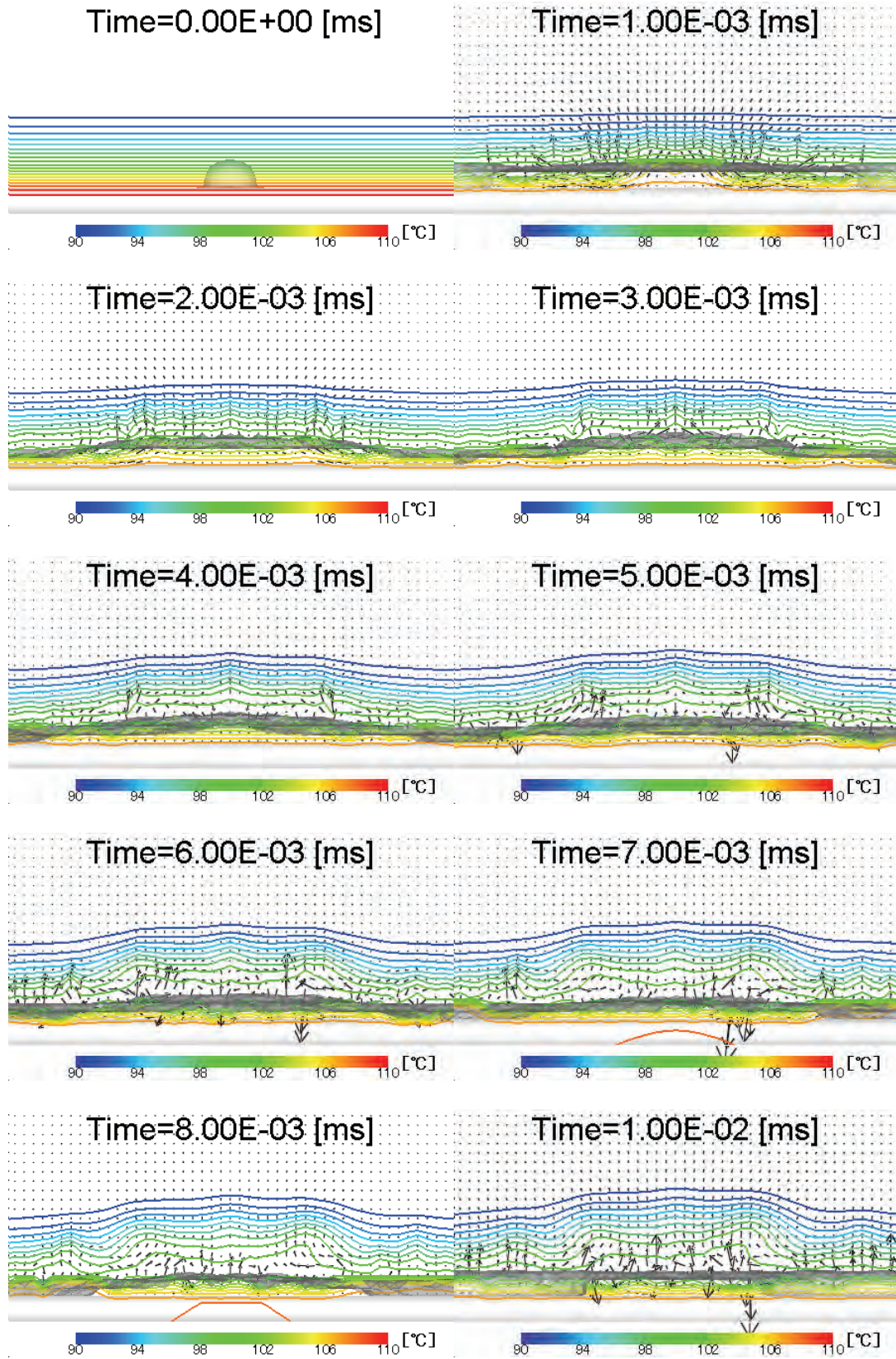


Fig. 4.15 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by numerical simulation for thin superheated layer model at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

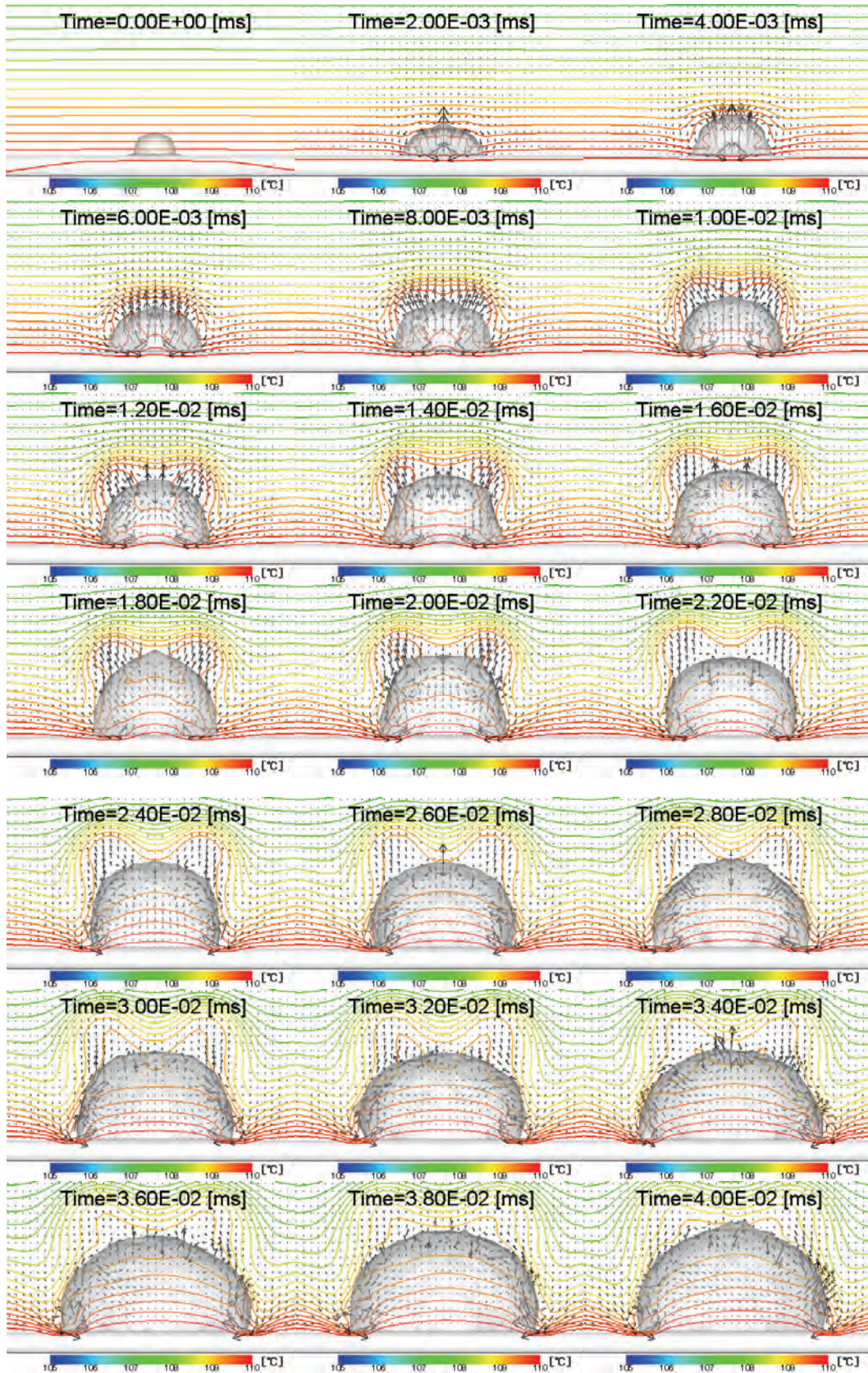


Fig. 4.16 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by numerical simulation for local evaporation layer model at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

4.2.3. 緩和時間モデル

これまでの議論から、修正相変化モデルを用いた場合の気泡成長時の蒸発量を過大評価する原因が沸騰・凝縮モデル、すなわち相変化モデルに対する更なる検討を行った。

修正相変化モデル（エンタルピー法）は、気液界面が含まれる計算格子内の温度（気液界面温度）が飽和温度以上の場合、その気液界面での過熱度に対する蒸発量の相変化が瞬間的にかつ均一に生じる、所謂、準静的熱平衡過程を想定したモデルである。しかしながら、従来モデルおよび修正相変化モデルでは準静的熱平衡過程のうち、「瞬間的に熱平衡に至る」過程のみがモデル化されており、もう一つの「無限にゆっくりと変化する」過程が無視されている。言い換えれば、気液界面の厚さを無視したモデルであったといえる。そこで、後者の「無限にゆっくりと変化する」過程をこれらのモデルに考慮することで、準静的熱平衡過程に基づく非経験的な相変化モデルへの構築が可能であると考えた。つまり、気液界面は有限厚さを有しているという事実により、 Δg_v の相変化界面の進行が気液界面幅を通過するまでの特性時間、すなわち「緩和時間」の導入を検討する。

本研究では相変化時の緩和時間について非定常熱伝導の観点からその導入を試みた。まず、気液界面厚さ Δ を考え、その界面厚さ内を飽和温度線（相変化界面）が通過する時間 $\Delta\tau$ とした場合、 $\Delta\tau$ と温度拡散率 α との関係は式(4.7)で定義できる。

$$\Delta\tau = \Delta^2 / \alpha \quad (4.7)$$

一方、熱浸透深さ δ は温度一定の境界を有する半無限媒体に対する一次元非定常熱伝導問題の近似解として、

$$\delta = \sqrt{12\alpha t} \quad (4.8)$$

で表されることが知られており[4.3]、 $t = \Delta\tau$ として、式(4.8)を δ に代入すると、

$$\delta = \sqrt{12}\Delta \quad (4.9)$$

となる。

したがって、気液界面厚さ Δ と熱浸透深さ δ の比を取ると、次に示す一定値を得る。この一定値は気液界面厚さ Δ または熱浸透深さ δ および熱物性に依存しない不変的な値であるため、本緩和時間モデルは非経験的な相変化モデルであると言える。

$$\Delta/\delta = (\sqrt{12})^{-1} \approx 0.3 \quad (4.10)$$

ここで導出された式(4.10)は、以下のように解釈することができる。つまり、熱浸透深さで相変化が完了(100%)したとすると、式(4.10)から導出された比によって、気液界面厚さに相当する30%は「無限にゆっくりと変化する」過程によって瞬間的には相変化せずに残り、気液界面厚さを除く70%は「瞬間的に熱平衡に至る」過程によって相変化することを意味している。すなわち、準静的熱平衡過程の「無限にゆっくりと変化する」過程を考慮するということは、非定常熱伝導過程として相変化が進行することを意味している。さらに、相変化に関与する気液界面を含む計算格子に対して、気液界面厚さに相当する比である30%を相変化の開始を規定する流体率 F の制約条件として利用すれば、実質的に相変化時の緩和時間を考慮したことに相当する筈である。具体的には、相変化は気相($F=0.00$)および液相($F=1.00$)の両側から同時に生じるので、界面幅の各相側で各々15%の遅れが生じるものと仮定し、以下の条件を設定した。

$$0.15 \leq F \leq 0.85 \quad (4.11)$$

修正相変化モデルに相変化時の緩和時間を考慮して、再度、気泡成長過程および気泡凝縮・消滅過程の数値解析を実施した。Fig. 4.17に気泡成長過程およびFig. 4.18に気泡凝縮・消滅過程における気泡体積の時間変化を示す。ここで、二点鎖線は従来の修正相変化モデル、実線が相変化時の緩和時間を考慮した修正相変化モデルの結果を示す。Fig. 4.17から明らかなように、相変化時の緩和時間を考慮したことで、これまで過大評価された気泡成長時の蒸発量は著しく改善され、実験結果の傾向や初期の気泡成長を説明するRayleighの式とも良好な一致を示した。また、Fig. 4.18からも、気泡凝縮時の凝縮量に対する評価が改善され、実験結果と定量的に良い一致を示した。このことより、気泡成長速度や凝縮速度を精度良く予測するためには、相変化時の緩和時間を考慮することが非

常に重要であることが分かった。

次いで、本モデルに対する気泡挙動の定性的な傾向を確認するため、Fig. 4.19 に気泡成長過程、Fig. 4.20 に気泡凝縮・消滅過程について、気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面で表し、併せて温度コンターおよび速度ベクトルを図示した。Fig. 4.19 の気泡成長過程では、沸騰開始直後、急激に気泡核から半楕円形状気泡が成長する様子が確認でき、可視化実験結果や従来の修正相変化モデル (Fig. 4.12) と定性的に同様な傾向を示した。

一方、Fig. 4.20 の気泡凝縮・消滅過程でも、従来の修正相変化モデル (Fig. 4.13) と同様な様相を示しているが、図の経過時間から明らかなように、気泡の凝縮が開始し消滅するまでに要する時間は Fig. 4.13 と比較して、本モデルでは約 1/2 に短縮されている。

以上の気泡凝縮・消滅過程における凝縮速度の改善を受け、異なるサブクール度条件に対する本モデルへの適用性について評価した。サブクール度の条件は実験に合わせて、 $\Delta T_{sub}=5.1, 15.4$ および 21.5°C である。また、解析体系は Fig. 4.5 を用いて、初期に仮定する離脱気泡径については、各サブクール度に応じて、可視化実験結果から Table 4.2 に示す気泡径を設定した。

Fig. 4.21 に、 $\Delta T_{sub}=5.1$ (上図)、 15.4 (中図) および 21.5°C (下図) における気泡体積の時間変化を示す。図より、 $\Delta T_{sub}=5.1$ および 15.4°C では、 $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$ の後半部分を除き、数値解析結果と実験結果とは良い一致を示した。ここで、 $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$ の後半部分で解析結果と実験結果との差異が確認されるが、これは初期に仮定した熱流動場の影響が原因していると考えられ、実験では後半部分の凝縮が進んでいないことから気泡周りには飽和に近い温度場が形成されていたものと考えられる。一方、 $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ では、数値解析で得られた凝縮速度が実験結果と比較して低下している。これは、計算格子幅 $50\mu\text{m}$ に対して、初期気泡径が 0.2mm であり、気泡の格子分解能の不足が影響したと考えた。そこで、 $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ における格子解像度の影響を確認するため、各方向の格子幅を半分にした $25\mu\text{m}$ (Fig. 4.21 : $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ の破線) と 1/5 にした $10\mu\text{m}$ (Fig. 4.21 : $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ の一点鎖線) を用いた数値解析を実行した。その結果、格子解像度を上げることで本解析結果は実験結果に近づき、特に格子幅 $10\mu\text{m}$ では実験結果と良好に一致した。

各サブクール度の気泡凝縮挙動を確認するため、Fig. 4.22 ($\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$)、Fig. 4.23 ($\Delta T_{sub}=15.4^{\circ}\text{C}$) および Fig. 4.24 ($\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$) に気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面図で表し、併せて温度コンターおよび速度ベクトル図を表示した。いずれの場合でも、気泡が凝縮の過程において気泡振動を伴いながら消滅に向かう挙動が確認できる。また、凝縮に伴う潜熱の放出により、気泡周囲のサブクール液温度を上昇させる様子がみられ、このような傾向は可視化実験結果と定性的に一致した。

Table 4.2 Radius of bubble departure obtained from experiments for bubble condensation and extinction process

$\Delta T_{sub} [^{\circ}\text{C}]$	Radius of bubble departure [mm]
5.1	0.55
15.4	0.3
21.5	0.2

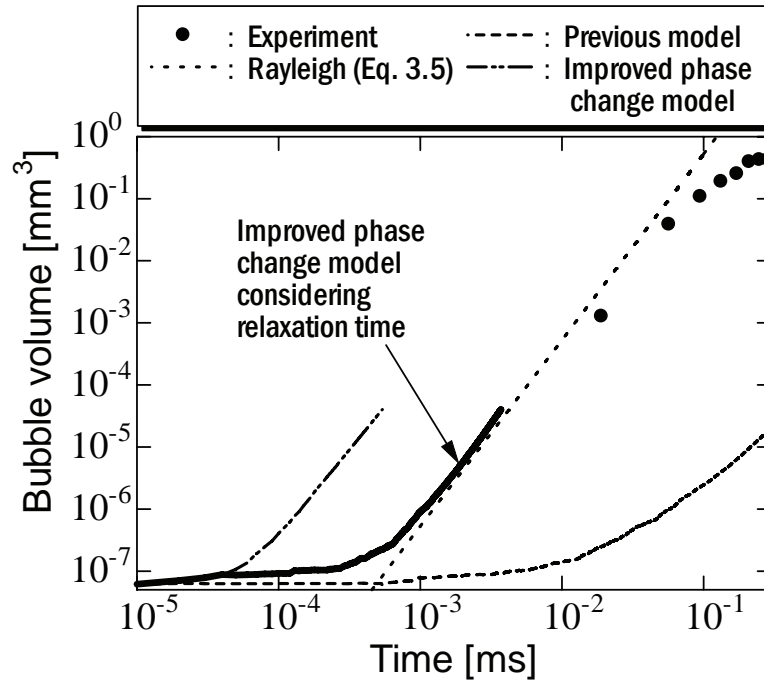


Fig. 4.17 Bubble volume variation time for improved phase change model considering relaxation time in bubble growth process at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

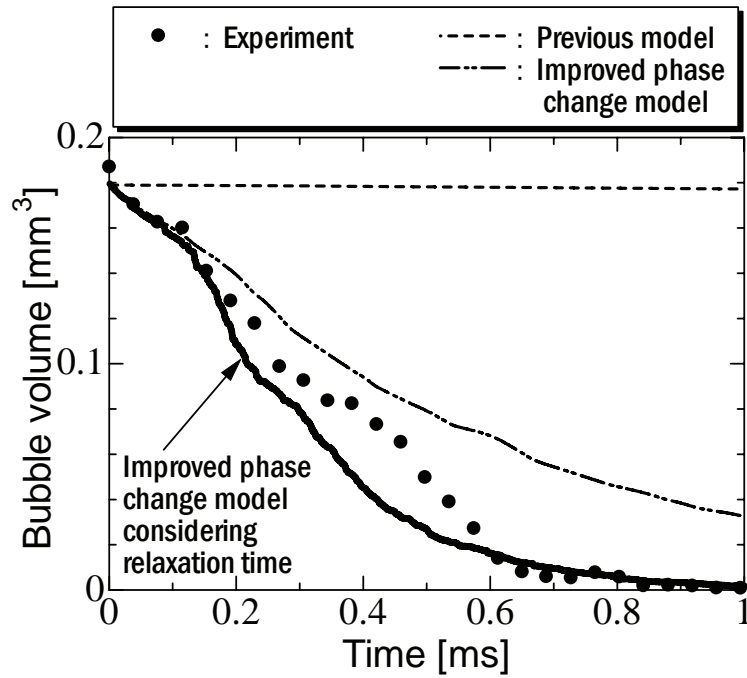


Fig. 4.18 Bubble volume variation time for improved phase change model considering relaxation time in bubble condensation and extinction process at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

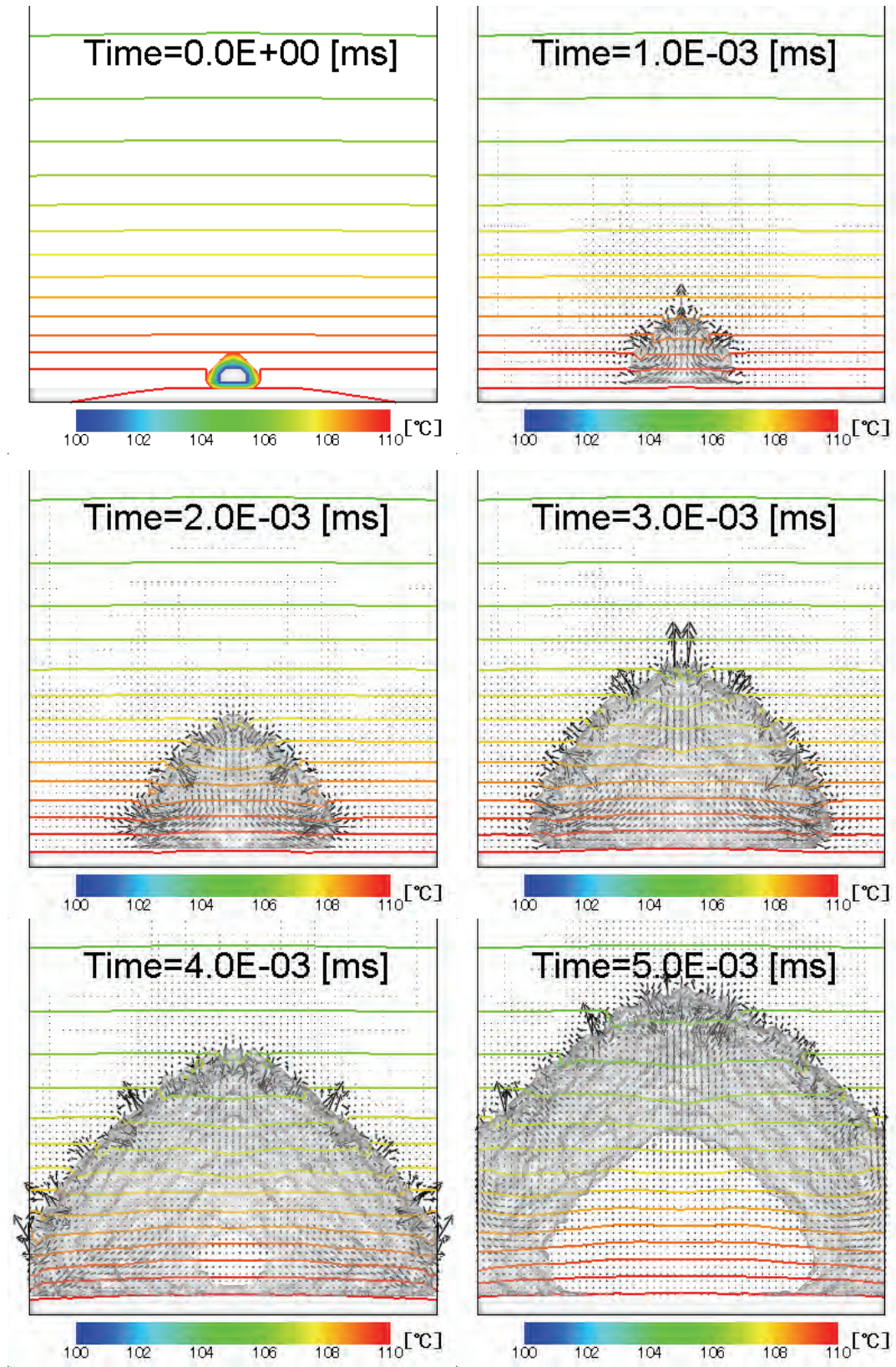


Fig. 4.19 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by numerical simulation for improved phase change considering relaxation time model at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

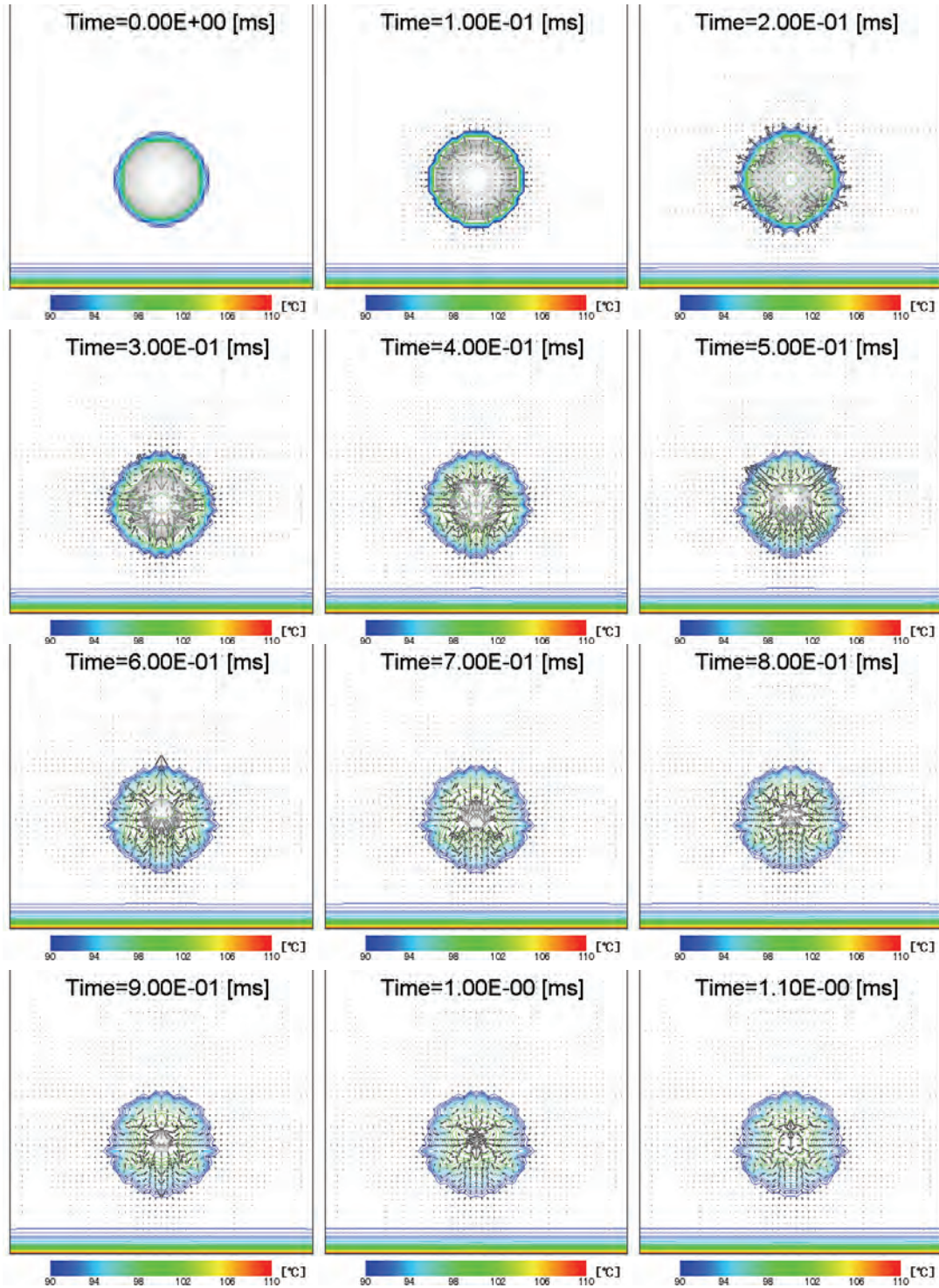


Fig. 4.20 Time series of the subcooled bubble condensing behavior obtained by numerical simulation for improved phase change model considering relaxation time at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

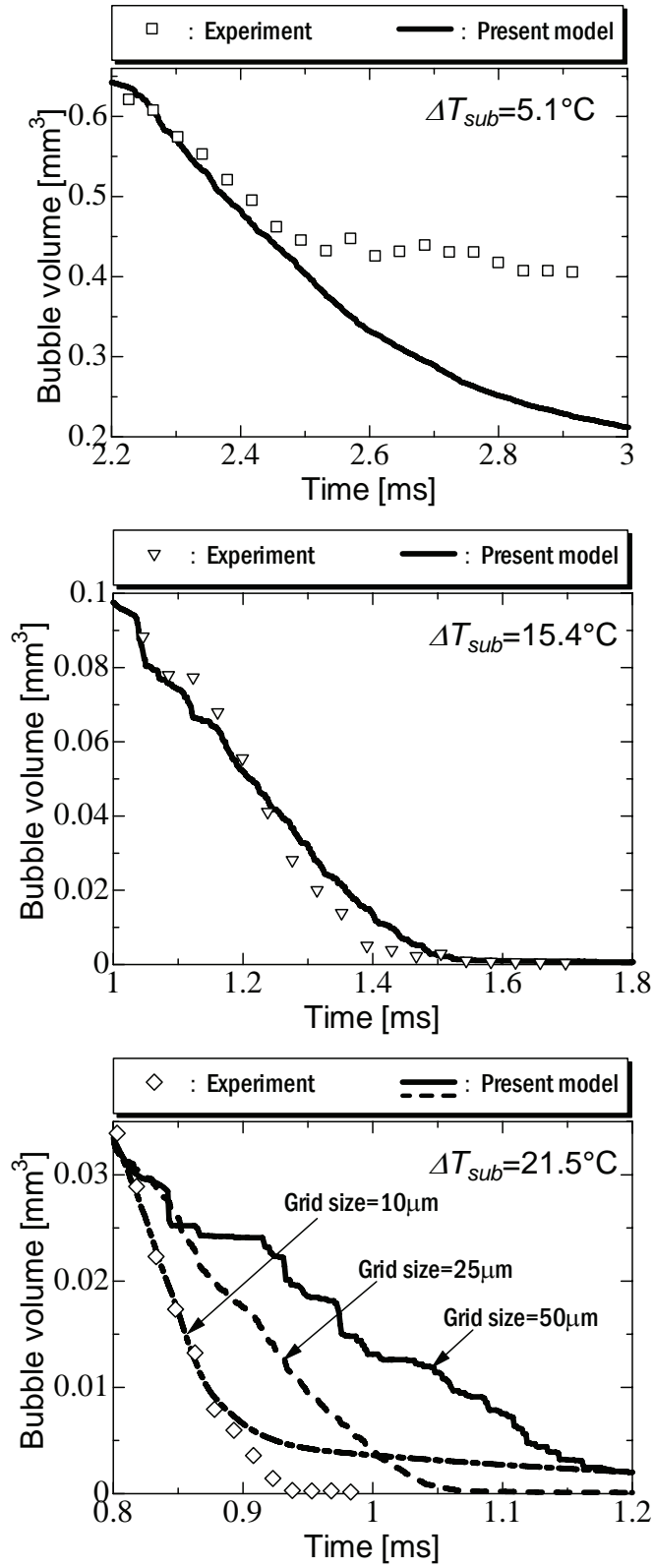


Fig. 4.21 Bubble volume variation time for improved phase change model considering relaxation time in bubble condensation and extinction process at

$$\Delta T_{sub} = 5.1, 15.4 \text{ and } 21.5^\circ\text{C}$$

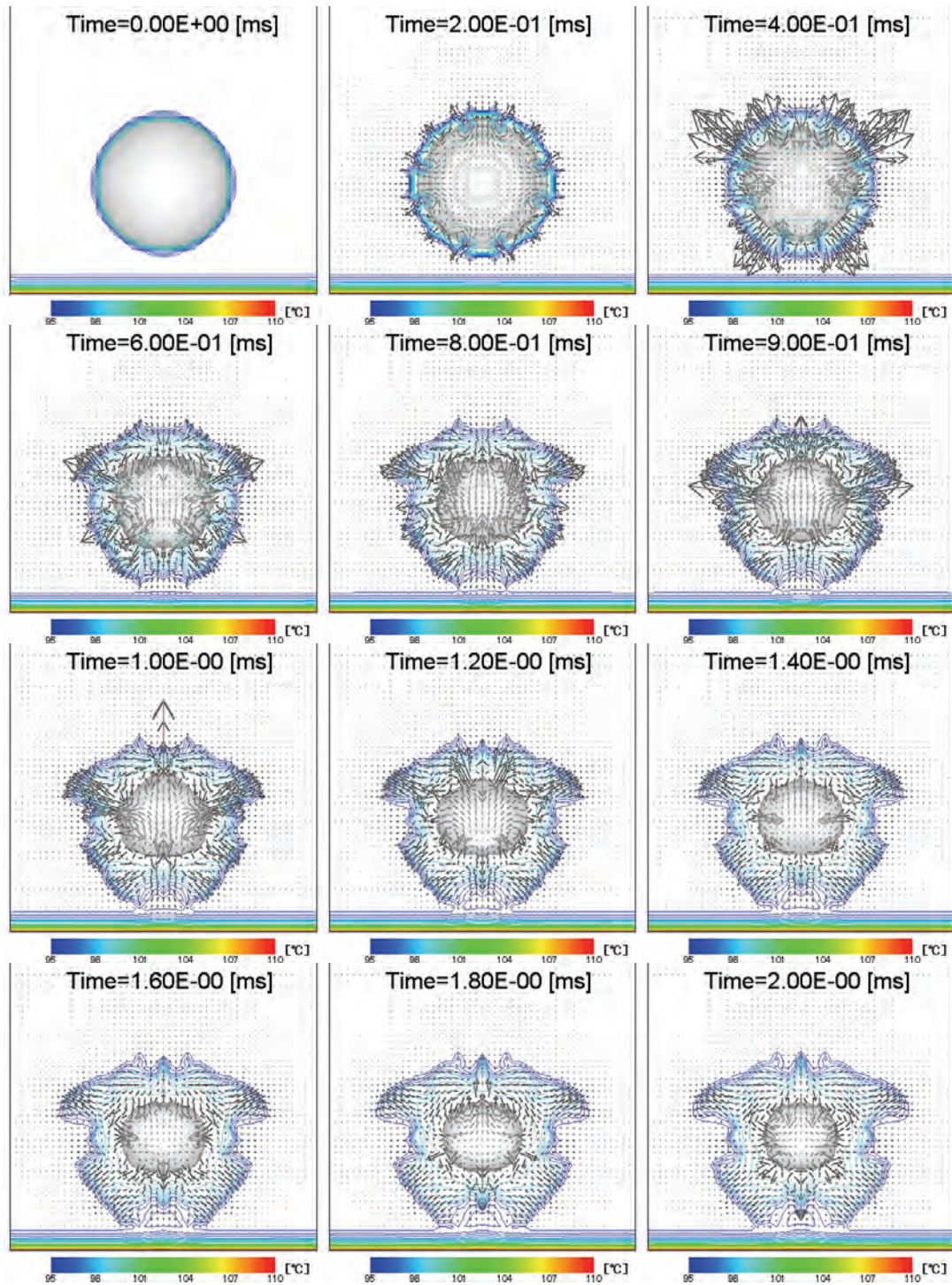


Fig. 4.22 Time series of the subcooled bubble condensing behavior obtained by numerical simulation for improved phase change model considering relaxation time at $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$

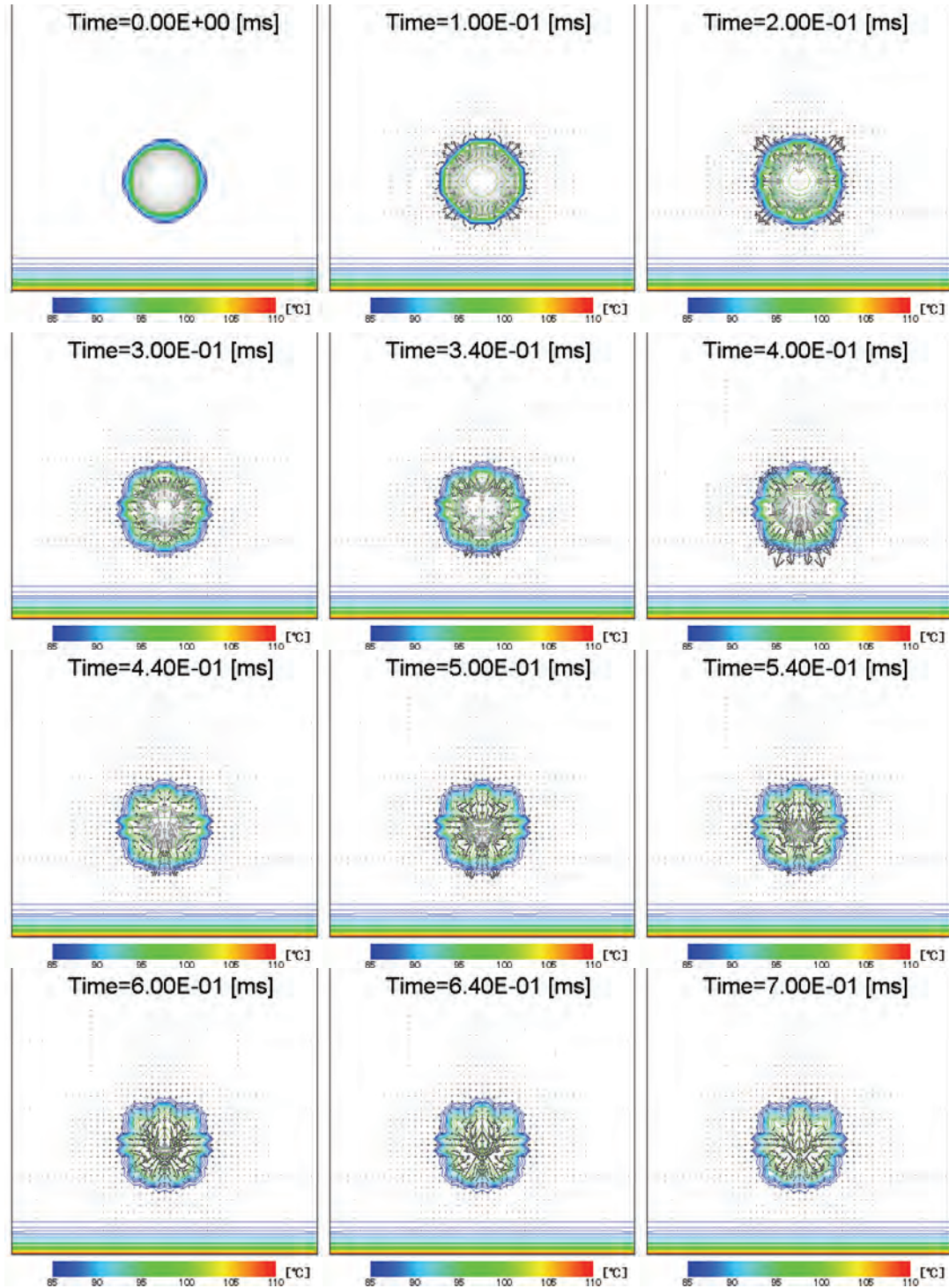


Fig. 4.23 Time series of the subcooled bubble condensing behavior obtained by numerical simulation for improved phase change model considering relaxation time at $\Delta T_{sub}=15.4^{\circ}\text{C}$

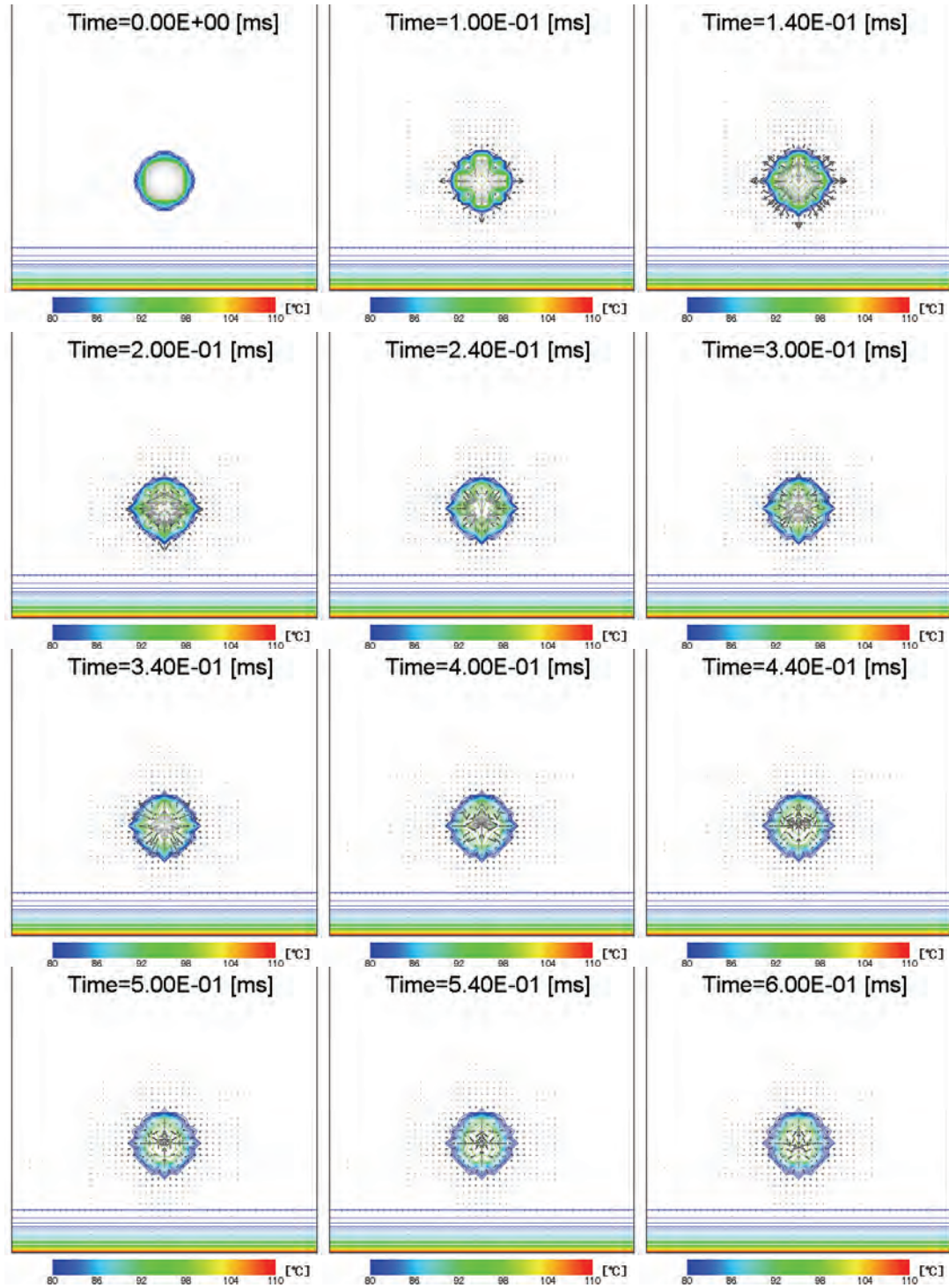


Fig. 4.24 Time series of the subcooled bubble condensing behavior obtained by numerical simulation for improved phase change model considering relaxation time at $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$

以上、修正相変化モデルに相変化時の緩和時間を考慮することが、気泡成長過程および気泡凝縮・消滅過程に対する数値解析の予測精度の向上につながる点を述べた。しかしながら、上述で行った気泡成長過程の数値解析については、気泡の成長が現状用いた解析体系の範囲内に収まる程度の計算しか出来ておらず、可視化詳細データベースとのより定量的な評価を行うためには、更に解析時間を発展させた計算が必要である。但し、現状の空間 ($1\mu\text{m}$) および時間 (10ns) スケールをそのまま一連の気泡成長過程に適用したのでは、膨大な計算時間と実行時のメモリが必要となってしまう、現実的な計算が出来ない。そこで、本研究では気泡の成長に伴い、その気泡成長段階毎に計算格子幅を拡大した解析体系を用いて時間発展計算を行う手法（以降、パッチワーク計算と称す）を考案した。具体的な手順は以下の通りである。

- (1) ある計算格子幅に対する解析体系を用いて、気泡成長の数値解析を実行
- (2) 気泡の成長が解析体系を超える直前で計算を終了
- (3) より大きな計算格子幅を持つ解析体系へ移行し、(2)で得られた最大気泡径を初期値として伝熱面上に半球形状で与え、計算を続行
- (4) (2)に戻る

ここで、パッチワーク計算では、解析体系の異なる各成長段階の初期熱流動場をどのように設定するかが問題となる。これまでの数値解析により、気泡成長初期段階では、熱流動場の変動が気泡内部を除くと、気泡表面近傍にのみ確認されている。このことから、気泡成長に伴うバルク中への熱流動場の影響は少ないものと判断し、各気泡成長段階での初期熱流動場に対して、各成長段階の解析体系に応じた熱流動場（水単相で伝熱面温度が気泡核生成温度に達した時点）を予め用意して、その熱流動場を初期状態としたパッチワーク計算を実施した。

Fig. 4.25 にパッチワーク計算で得られた気泡体積の時間変化を示す。ここで、横軸は気泡の初生時刻からの時刻 (ms) および縦軸は気泡体積 (mm^3) を両対数で示し、黒丸が実験結果、点線が Rayleigh の式および実線が修正相変化モデルに相変化時の緩和時間を考慮した解析結果を各々示す。また、Table 4.3 に各気泡成長段階で用いた解析体系の寸法と計算格子幅、時間刻み幅および初期気

泡直径を示す．本解析結果は前述のように第一段階（Fig. 4.25 実線①：計算格子幅 $1\mu\text{m}$ ）は Rayleigh の式（式(3.5)）の気泡成長速度と非常に良い一致を示した．その後，第二段階（Fig. 4.25 実線②：計算格子幅 $5\mu\text{m}$ ）になると気泡成長は若干減速し始め，第三段階（Fig. 4.25 実線③：計算格子幅 $10\mu\text{m}$ ）では Rayleigh の式から実験結果に一致するように遷移した．これは，気泡成長過程が初期の慣性支配（Rayleigh の式）から後期の熱伝達支配へ移行によるものと考えられ，本数値解析がこの傾向を十分に捉えている事を意味している．この過程をさらに検討するため，熱伝達支配の式である Plesset and Zwick の式（式(3.6)）および，Rayleigh と Plesset and Zwick の両式を包含する形で提案された次式の Mikic, Rohsenow and Griffith [4.4]の式を用いて，気泡成長速度の比較を行った．

$$r^+ = \frac{2}{3} \left[(t^+ + 1)^{3/2} - (t^+)^{3/2} - 1 \right] \quad (4.12)$$

where

$$r^+ = \frac{r(t)A}{B^2}, t^+ = \frac{tA^2}{B^2},$$

$$A = \left\{ \frac{2[T_\infty - T_{sat}]h_{lv}\rho_v}{3\rho_l T_{sat}} \right\}^{1/2}, B = \left(\frac{12}{\pi} \alpha_l \right)^{1/2} \text{Ja}$$

$$\text{Ja} = \frac{(T_\infty - T_{sat})\rho_l C_{pl}}{\rho_v h_{lv}}$$

ここで，理論式中のバルク温度 T_∞ について，前節の考察により， $T_\infty=110^\circ\text{C}$ とした場合，Plesset and Zwick の式（式(3.6)）および Mikic et al.の式（式(4.12)）の気泡成長は実験結果よりもかなり遅い傾向になることが分かった．これは両理論式が飽和沸騰を仮定しているため，気泡成長後期になるとサブクール度の影響で気泡周囲の過熱液層厚さが相対的に薄くなるため，飽和沸騰を仮定している理論式では過熱液層内の温度勾配を実験よりも過小評価してしまった結果であると考えられる．そこで，各気泡成長理論式中で評価される過熱液層の温度勾配に対して，実験結果を再現するように検討した結果，バルク温度を式(3.6)では $T_\infty=113^\circ\text{C}$ ，式(4.12) では $T_\infty=120^\circ\text{C}$ となる結果を得た．その他については，前章の可視化実験結果との比較に用いた Table 3.5 のパラメータとした．Fig. 4.26 に，既往の気泡成長理論式と比較した結果を示す．また，図中のシンボルは各サブクール度に応じた可視化実験結果を表し，また，一点鎖線が Plesset and Zwick の

式、二点鎖線が Mikic et al.の式を示す。この比較結果から、気泡成長は以下の傾向を示すことが分かった。

- (1) 実験データの得られていない気泡成長初期段階は慣性支配の Rayleigh および Mikic et al.の式と数値解析結果（計算格子幅 $1\mu\text{m}$ ）は良く一致する（ $\sim 0.01\text{ms}$ ）
- (2) 気泡成長は慣性支配（Rayleigh の式）から熱伝達支配（Plesset and Zwick）へ移行（遷移段階）する傾向については、Mikic et al.の式と実験および数値解析結果は一致する（ $0.01\sim 0.1\text{ms}$ ）
- (3) 気泡成長が熱伝達支配に移行すると、Plesset and Zwick および Mikic et al.の式は飽和沸騰を仮定しているため、サブクール度の影響が少ない実験結果とは一致する（ $0.1\text{ms} \sim$ ）

準静的熱平衡過程に基づいた沸騰・凝縮モデルを用いた気泡成長過程に対するパッチワーク計算によって、上述の(1) 慣性支配から、(2) 熱伝達支配への遷移に対応する気泡成長段階が、既存の理論式および実験結果と定量的に良い一致を示すことが分かった。次いで、各パッチワーク計算における気泡成長時の気液界面挙動を調べるため、Fig. 4.27（計算格子幅 $5\mu\text{m}$ ）および Fig. 4.28（計算格子幅 $10\mu\text{m}$ ）に気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面で表し、併せて温度コンターおよび速度ベクトルを図示した。図より沸騰開始直後の Fig. 4.19（計算格子幅 $1\mu\text{m}$ ）と比較して、Fig. 4.27 および Fig. 4.28 では、気泡径の拡大に伴い表面張力も弱まるため、気泡の形状が若干扁平に遷移している様子が伺える。この傾向は、可視化実験結果で観察された気泡成長の比較的早期の様相と類似している。

さらに、次の段階のパッチワーク計算を行うため、計算格子幅を $20\mu\text{m}$ に拡大して数値解析を実施した。この段階になると、気泡成長が熱伝達支配となるため、気泡の成長速度は周囲の温度場から非常に強い影響を受ける。すなわち、初期の温度場をどのように仮定するかによって気泡成長が左右される。したがって、より実現象に近い温度場をどのように再現するかが今後の課題として挙げられる。

さて、まだ十分に定量的評価を行える段階ではないが、本数値解析において興味深い結果が得られたため、ここにその一例を示す。Fig. 4.29 に計算格子幅 $20\mu\text{m}$ を用いたパッチワーク計算で得られた気泡形状を示す。ここで、実線は気相流体率 $=0.99$ のコンター図を表す。この図から明らかなように、気泡底部と伝熱面上との間に非常に薄い液膜（1%程度の液相）らしい存在が確認された。これは、沸騰熱伝達の伝熱機構に非常に大きな影響を及ぼすと考えられている薄液膜（マイクロレイヤー）の存在を示唆するものであり、Fig. 4.29 の右図で示した、Cooper and A.J.P. Lloyd [4.5] が提唱したマイクロレイヤーに関するモデル図と酷似している。Fig. 4.30 に気液界面を流体率 $F=0.5$ の等数値面で表し、併せて気相流体率のコンター（ $0.9 \leq F_g \leq 1.0$ ）および速度ベクトルを図示した。この図から、水平方向への気泡の成長に伴い、気泡底部と伝熱面との間に薄い液相が取り残されていく様子が確認できる。これは、相変化時の緩和時間を考慮したことで、計算格子内では完全に蒸発できない液相が薄液膜として定在化したものではないかと推測される。また、気泡成長に伴う気泡端から気泡内部へ流入する強い流れによって、気泡周囲の液体が気泡内部に引き込まれる様相も見られた。これらの現象については、まだ十分な考察が行われていないが、本数値解析手法では特に人為的なモデル化を行わずしてこのような現象が自然にシミュレートできているという点で非常に興味深いといえよう。

Table 4.3 Computational conditions for patchwork computations

Domain size (x-y-z) [μm]	Grid size [μm]	Time increment [ns]	Initial bubble diameter [μm]
60×65×60	1	10	6
512×250×512	5	50	60
1000×500×1000	10	50	240

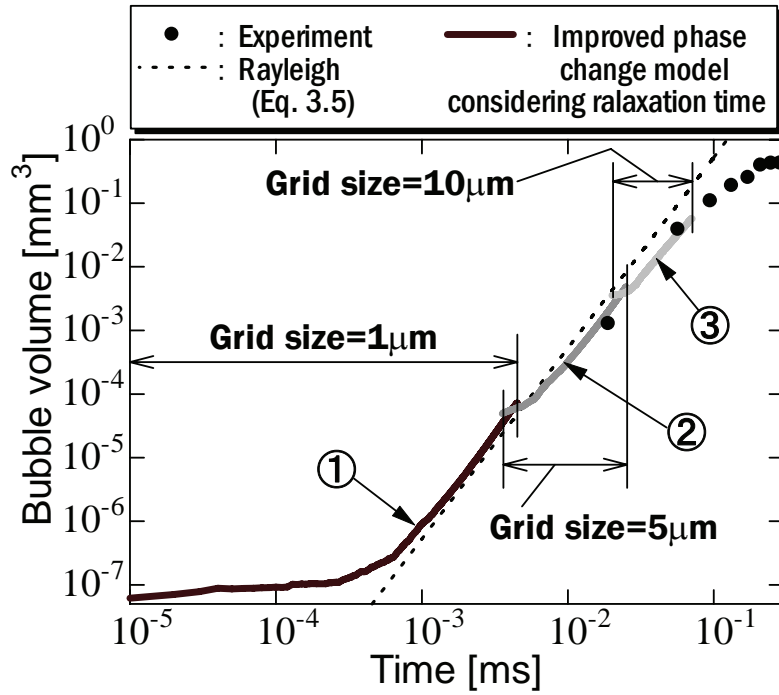


Fig. 4.25 Bubble volume variation time in bubble growth process for patchwork computations with improved phase change model considering relaxation time

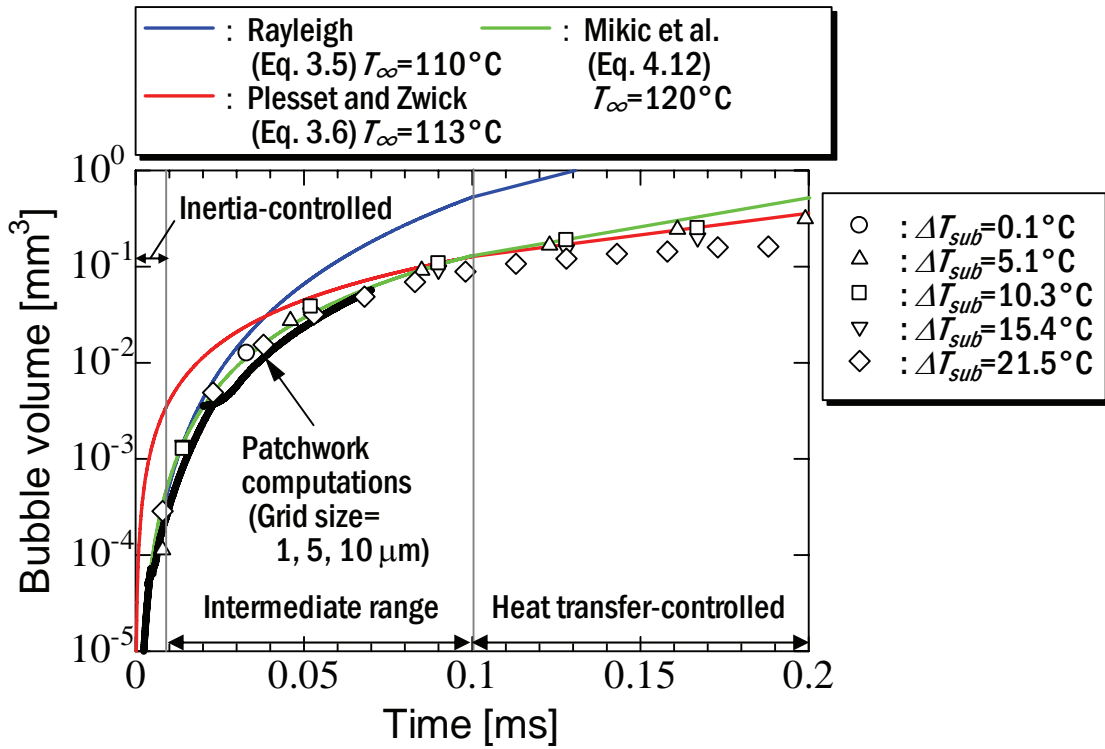


Fig. 4.26 Comparison of numerical result by patchwork computations with analytical equations and experimental data in bubble growth process

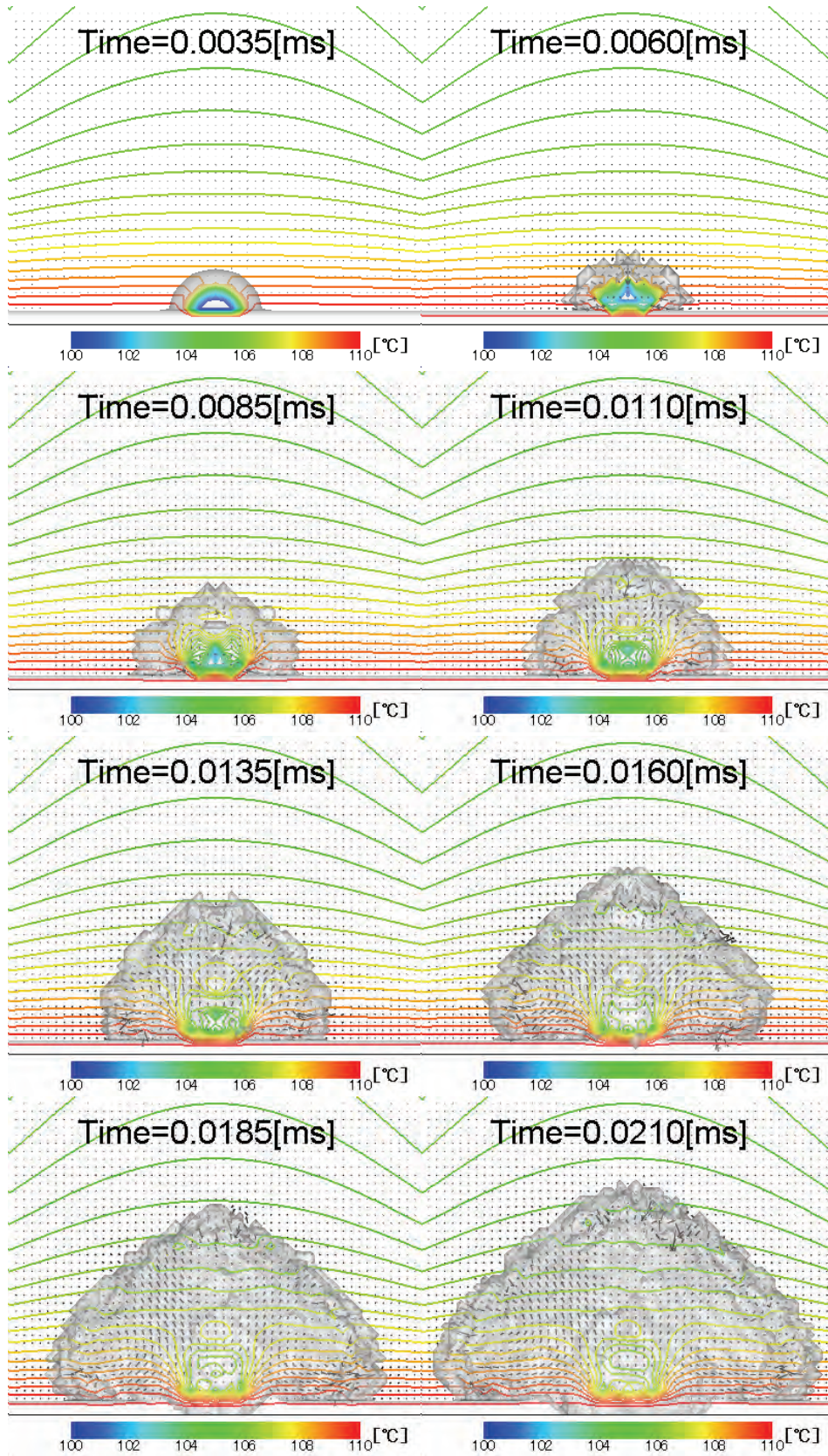


Fig. 4.27 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by patchwork computations with grid size of $5\mu\text{m}$ at $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

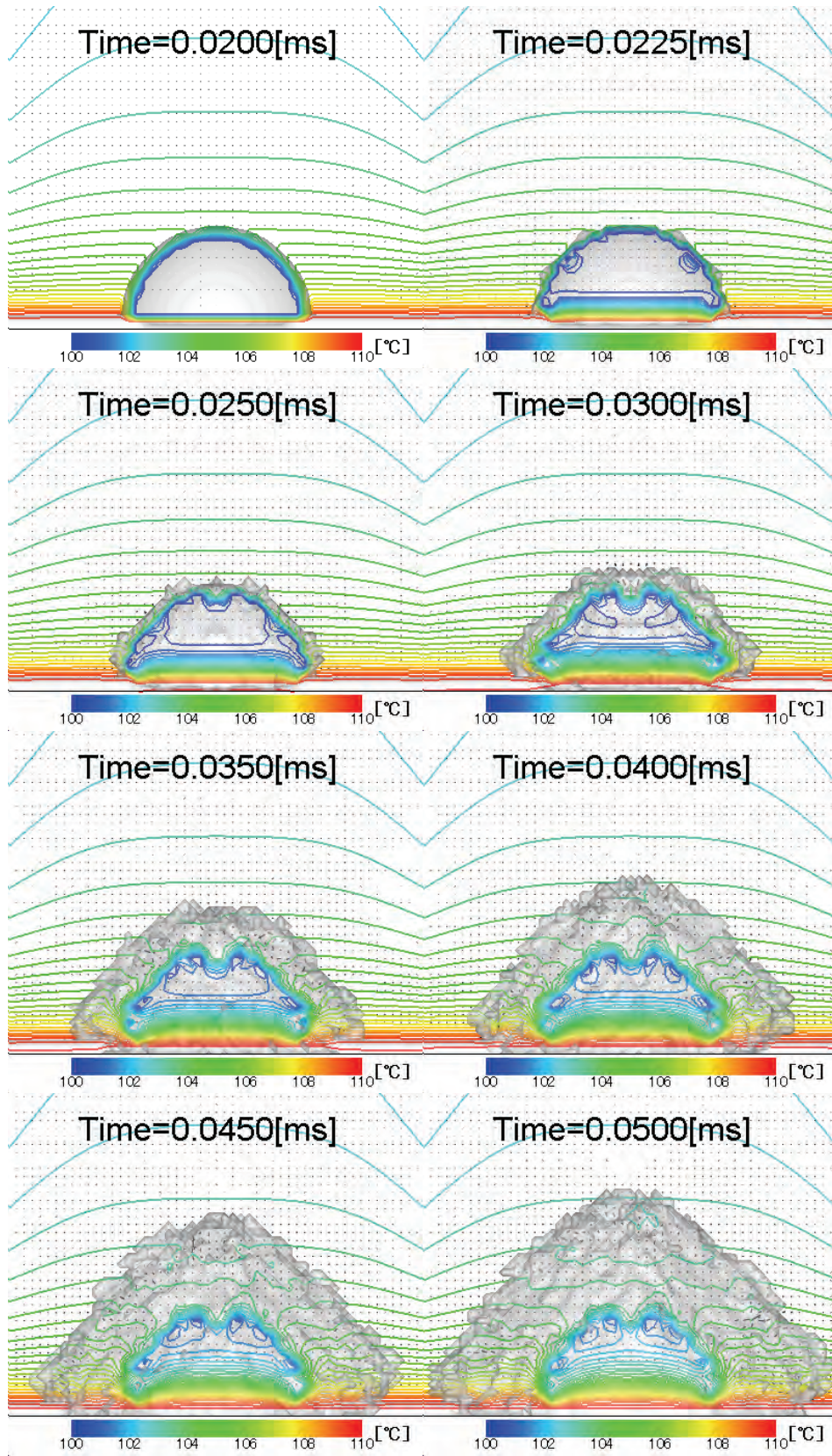


Fig. 4.28 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by patchwork computations with grid size of $10\mu\text{m}$ at $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

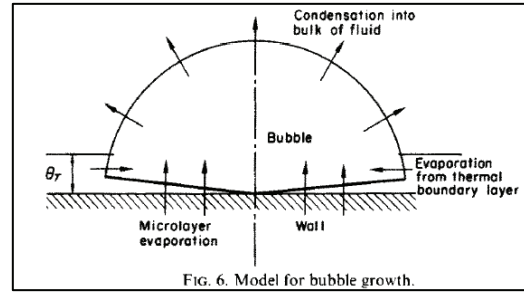
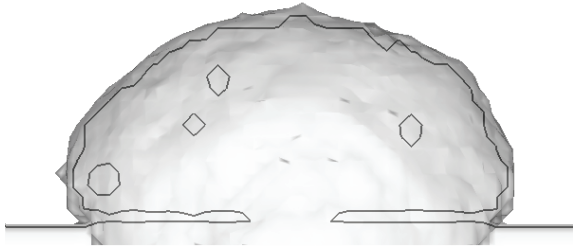


FIG. 6. Model for bubble growth.

M.G.Cooper and A.J.P. Lloyd, Int J. Heat Transfer. (1969) [4.5]

Fig. 4.29 Snapshot of bubble shape by contour at $F_g=0.99$ obtained by patchwork computations with grid size of $20\mu\text{m}$ at $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

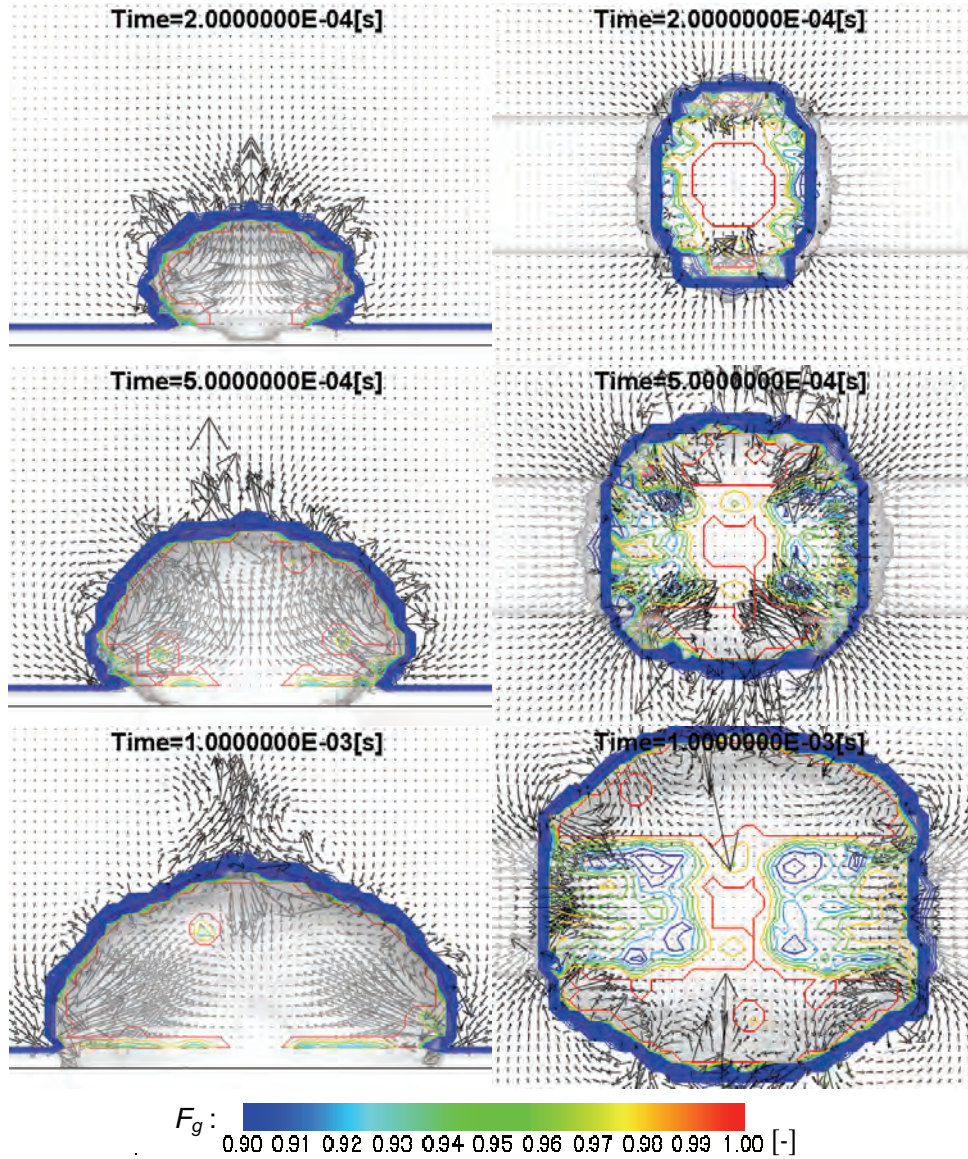


Fig. 4.30 Time series of the subcooled bubble growing behavior obtained by patchwork computations with grid size of $20\mu\text{m}$ at $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

4.3. まとめ

従来のMARSにおける沸騰・凝縮モデルの問題点を摘出し、準静的熱平衡過程に基づく非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築を行った。構築後のモデルを組み込んだMARSによる検証計算を実施し、可視化詳細データベースや既存の気泡成長理論式との比較検討を行い、以下の結果を得た。

- (1) 構築した可視化詳細データベースから得られたサブクール・プール沸騰の気泡成長サイクルのうち、①気泡成長および③気泡凝縮・消滅過程に着目した検証を行い、従来の沸騰・凝縮モデルは、詳細データベースやRayleighの式と比較して、相変化量を過小評価する問題点を摘出した。
- (2) (1)の原因を検討した結果、従来の相変化モデルは気液相間密度差が小さい場合を想定したモデルとなっており、水-蒸気系の取り扱いに問題があることが明らかとなった。このため、従来の相変化モデルに対して気液相変化時の大きな密度変化の影響を考慮した（修正相変化モデル）。その結果、気泡成長過程での蒸発量は逆に過大評価に転じた。
- (3) 気泡成長に関する支配因子の検討を行い、初期温度場に考慮するサブクールの影響や、過熱液による気泡表面での蒸発の寄与が大きいことを明らかにした。
- (4) (2)の修正相変化モデルが準静的熱平衡過程を十分に反映していなかった点を明らかにし、非定常熱伝導の観点から相変化時の緩和時間を考慮することで、準静的熱平衡過程を修正モデルで表現できる非経験的な沸騰・凝縮モデルを構築した。これにより、過大評価された蒸発量が改善され、詳細データベースやRayleighの式とも良好な一致を得た。
- (5) 効率的に気泡成長段階の時間発展計算を行うパッチワーク計算を考察し、気泡成長初期（慣性支配）から後期（熱伝達支配）にかけての遷移段階を、構築した非経験的な沸騰・凝縮モデルによる数値解析によって予測できる見通しを得た。

参考文献

- [4.1] Kunugi, T., Direct Numerical Algorithm for Multiphase Flow with Free Surfaces and Interfaces, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers*, Series B, Vol. 63(609), 1576-1584 (1997).
- [4.2] The Japan Society of Mechanical Engineers ed., Boiling Heat Transfer (in Japanese), 15-87, The Japan Society of Mechanical Engineers, Tokyo (1965).
- [4.3] Katto, Y., General Remarks of Heat Transfer (in Japanese), 38-40, Yokendo, Tokyo (1964).
- [4.4] Mikic, B. B., Rohsenow, W. M., and Griffith, P., On bubble growth rates, *Int. J Heat Mass Transfer*, Vol. 13, 657-666 (1970).
- [4.5] Cooper, M. G., and Lloyd, A. J. P., The Microlayer in Nucleate Pool Boiling, *Int J Heat Mass Transfer*, Vol. 12, 895-913 (1969).

第5章 直接数値予測手法の適用例 (単一気泡の離脱挙動シミュレーション)

本章では、前章で構築した準静的熱平衡過程に基づく非経験的な沸騰・凝縮モデルを組み込んだ MARS による直接数値予測手法の適用例として、サブクール・プール沸騰における単一気泡の離脱挙動シミュレーションを実施し、以下の内容について検討した。

- 1) 伝熱面からの気泡離脱時の気泡形状に対するサブクール度や初期温度場の影響
- 2) 沸騰気泡が伝熱面から離脱する際に同伴される気泡周囲の高温ブルームの構造
- 3) 伝熱面からの気泡離脱挙動に影響があるとされる気泡に作用する表面張力や伝熱面上の濡れ性の影響
- 4) 気泡離脱時の伝熱特性について、伝熱面上の表面温度や熱流束に対するサブクール度の影響

5.1. 解析体系

Fig. 5.1 に数値解析に用いた解析体系を示す．解析体系は第 2 章で述べた可視化実験装置に基づき，白金線（直径 0.1mm）を模擬した発熱体を体系の底部中央に配置し，3 次元デカルト座標系とした．また，プール沸騰時の気泡挙動を適切に解析するには，体系の寸法を離脱気泡サイズや表面張力と浮力の比で定義される capillary 長 L_b ($=(\sigma/g(\rho_l - \rho_v))^{1/2}$ ，ここで， σ は表面張力係数， g は重力加速度) 以上にすることが望ましいため [5.1]，解析体系を L_b と同程度の $2.7\text{mm} \times 2.0\text{mm} \times 2.7\text{mm}$ とした．ここで，計算格子幅は各方向ともに気泡が存在する中心部が $20\mu\text{m}$ ，境界付近にかけては $24\sim 100\mu\text{m}$ の不等間隔計算格子を用いた．また，計算格子数は $103 \times 83 \times 103$ ，時間刻み幅は $1\mu\text{s}$ とした．境界条件は x および z 方向が周期境界条件， y 方向は底面が non-slip 条件および上面は圧力条件として大気圧による圧力自由流入条件とし， y 方向下向きを重力方向に設定した．また，固体表面での濡れ性を考慮するため，固体表面と液側との平衡接触角 $\theta_{eq}=20^\circ$ を与えた．解析条件は，前述した可視化実験条件を基に，大気圧条件下で $\Delta T_{sub}=0.0, 5.1, 10.3, 15.4, 21.5^\circ\text{C}$ とし，白金線を模擬した発熱体中心で体積発熱（表面熱流束 $q=0.25\text{MW/m}^2$ 相当） $Q=0.2\text{W}$ 程度を与え，中心から発熱体表面へは固体（白金）中の熱伝導計算も考慮した．ここで，発熱体内の初期温度は，前章での考察により可視化実験で得られた気泡発生待ち時間と非定常熱伝導の関係から 110°C に設定した．本解析では気泡成長後，凝縮を伴いながら白金線表面から気泡が離脱していく挙動に着目するため，可視化実験で観察された水平方向に気泡が最大に成長した時点での気泡形状を初期状態として仮定し，その蒸気泡（飽和温度）を発熱体中央部に 1 個配置して計算を開始した．具体的には，Table 5.1 に示す気泡径を回転楕円体として，発熱体中央部に蒸気泡を 1 個配置（気泡内部は飽和温度）して計算を行った．ここで，実際の現象では気泡の成長に伴い，気泡周りの速度場や温度境界層（過熱液層）の形成が生じているが，それら熱流動場に関する実験データが得られていないために，本解析では静止した速度場で，かつ過熱液層を考慮していない均一な温度場を初期場とした．

Table 5.1 List of initial bubble shape

ΔT_{sub} [°C]	a [mm]	b [mm]
0.1	0.70	0.51
5.1	0.62	0.47
10.3	0.56	0.48
15.4	0.49	0.38
21.5	0.44	0.35

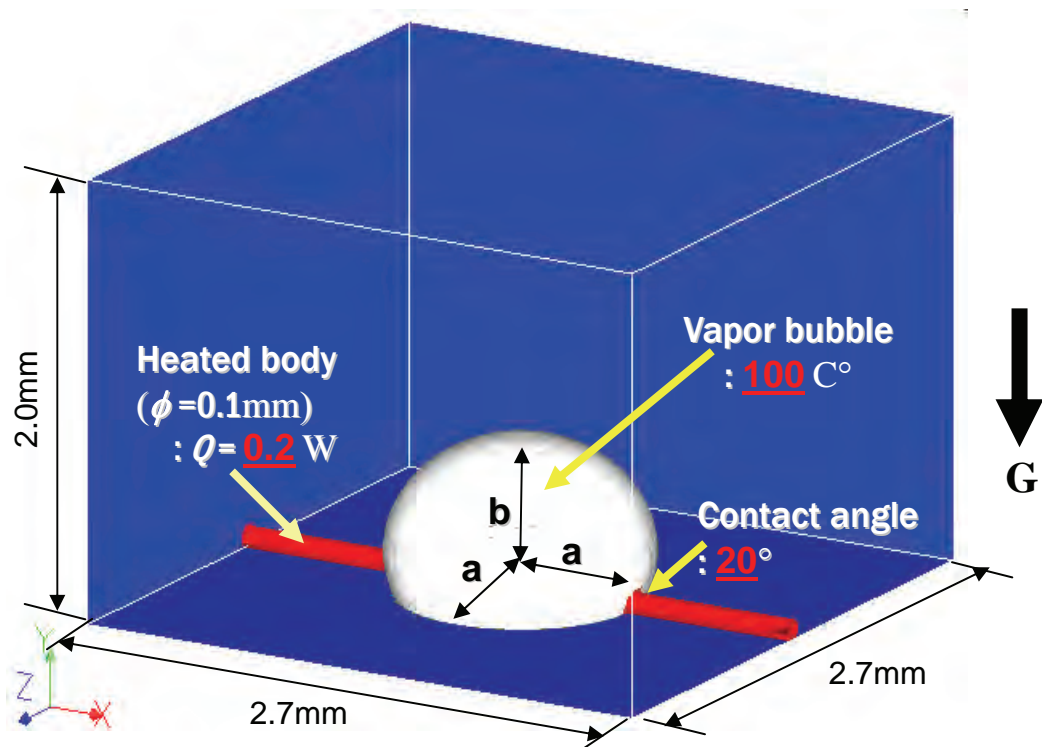


Fig. 5.1 Computational domain

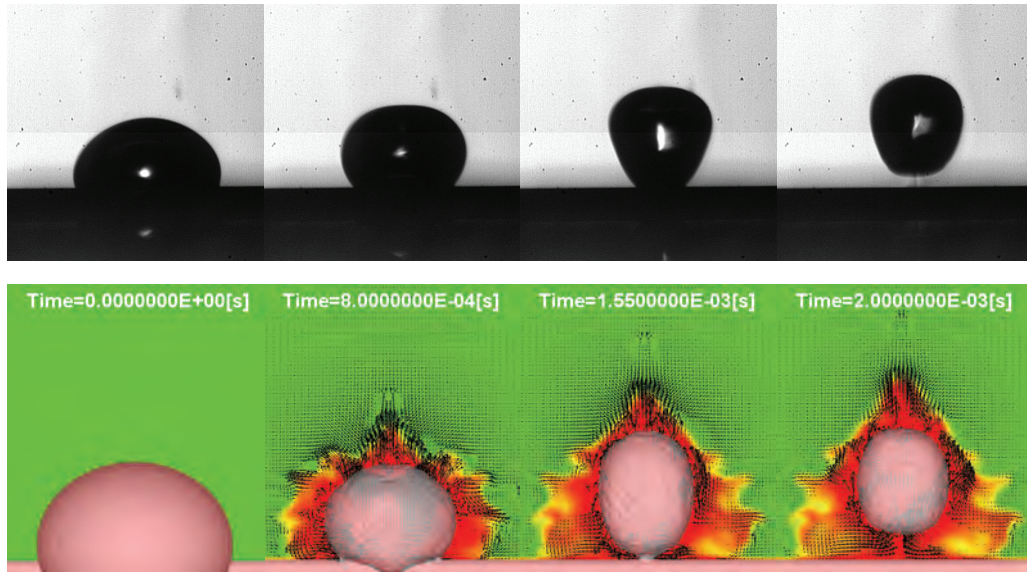
5.2. 気泡離脱時の気泡形状に対するサブクール度および初期温度場の影響

気泡離脱時の気泡形状に対する定性的な傾向を確認するため、Fig. 5.2 に $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ (Fig. 5.2(a)) および 21.5°C (Fig. 5.2(b)) における気泡形状の時間変化を可視化実験結果（上段）とともに示す。ここで、解析結果では気泡界面を流体率 0.5 の等数値面で表し、また温度分布と速度ベクトルを併せて図示した。図より、 $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ の場合 (Fig. 5.2(a)) には、凝縮を伴いながら、扁平気泡が表面張力によって球形さらには縦長へと伸長して行き、遂には伝熱面より離脱する傾向が観察され、実験結果と定性的に一致した。その際、気泡界面は相変化による潜熱の放出に伴う飽和温度＋表面張力分の過熱度を有していたため、気泡界面からの熱伝達によりサブクール液中に高温領域が形成されている様子が解析結果より確認できる。一方、 $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ の場合 (Fig. 5.2(b))、サブクール度の増加に伴い、気泡はより強く伸長しながら、伝熱面より離脱する傾向が解析結果でも同様に確認できた。その際、気泡の伝熱面に対する見かけの接触角は気泡が離脱するまで常に大きい状態を示しており、詳細データベースから得られた傾向と良く一致している。これは、気泡の成長に伴って気泡端へと侵入したサブクール液によって、そこでの凝縮が促進されたことによる影響と考えられる。

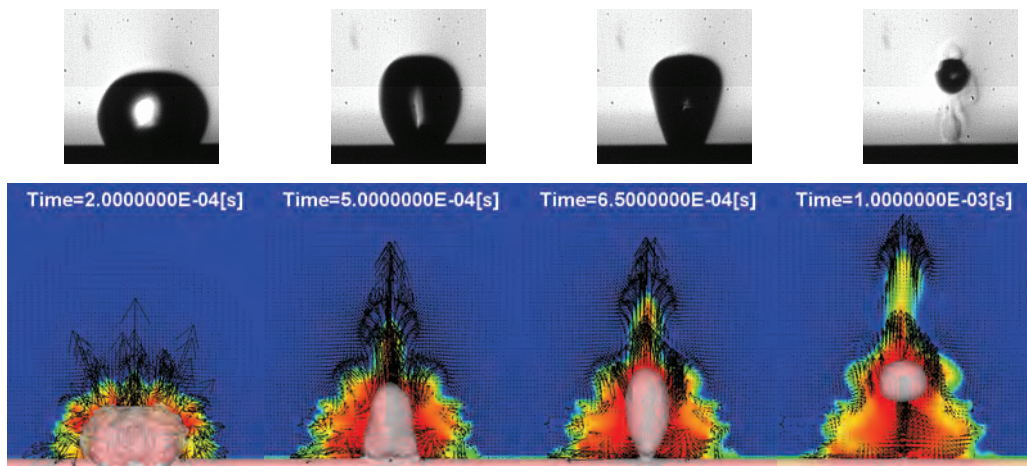
$\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ (Fig. 5.2(b)) の解析結果から、凝縮を伴う急激な気泡収縮によって、大きな上向き速度が発生し、その速度の影響で気泡が伝熱面より射出しているような様子が確認できる。この上向き速度の発生原因は、気泡底部が伝熱面に接触しているため、気泡の収縮に伴い、連続式を満足させるため（質量保存則）に気泡上部に強い流れが向かったためと考えられる。この現象について、既往の研究では、伝熱面近傍の気泡底部からサブクール液に接触している気泡頂部との間の界面温度差に起因したマランゴニ・ジェットが気泡頂部に向かって発生するとの報告例[5.2]もあるが、詳細についてはさらなる検討が必要であると考えられる。また、気泡底部の伝熱面接触線長さの時間的な変化について、両者ともに気泡の成長が最大を示してから離脱するまで、接触線長さが単調に減少している傾向は、可視化実験の詳細データベースとも定性的に一致している。

Fig. 5.3 に、伝熱面から気泡が離脱する直前の気泡形状について、実験結果（上段）とともに示す。解析結果では初期の過熱液層を考慮していない影響で実験

結果よりも凝縮が進行し、より縦長に変形している様相が確認される。しかしながら、実験で観察されているサブクール度の増加に伴い、気泡形状はより縦長に伸長してから離脱する傾向は両者で定性的に良く一致している。



(a) $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ (Upper : Experiment, Lower : Present)



(b) $\Delta T_{sub}=21.5^{\circ}\text{C}$ (Upper : Experiment, Lower : Present)



Fig. 5.2 Time variation of bubble departure behavior compared with experimental results

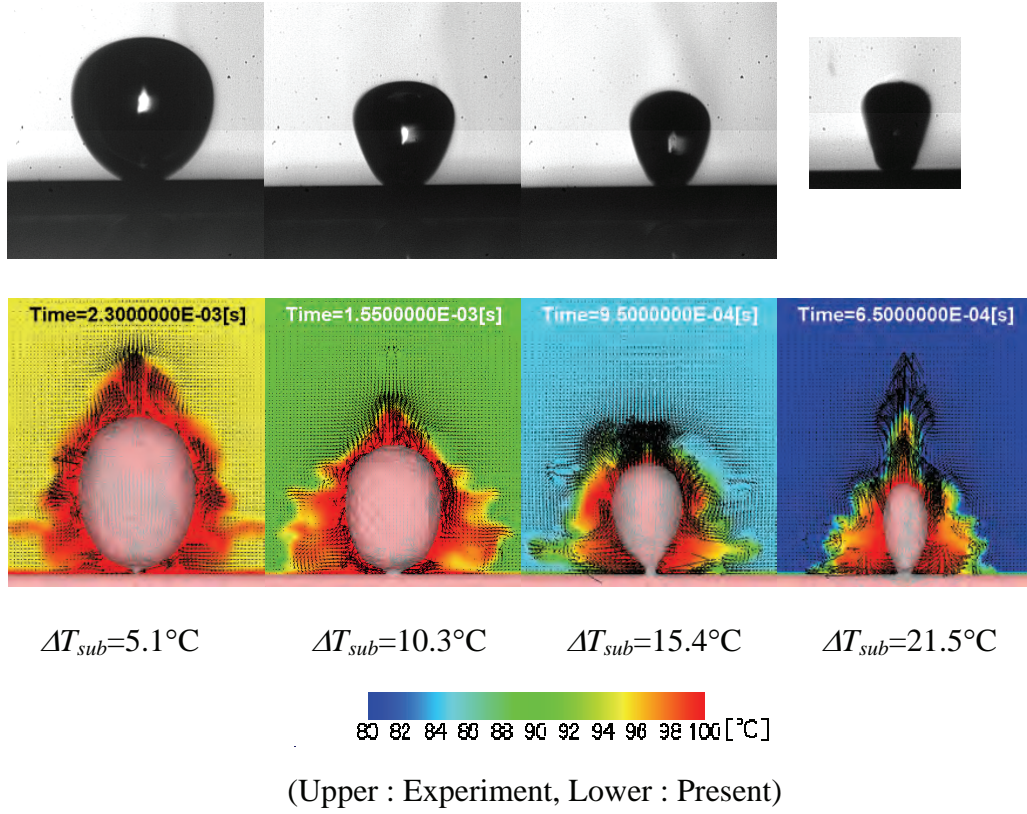


Fig. 5.3 Comparison of bubble shape just before bubble departure from heating surface at various degrees of subcooling

次いで、Fig. 5.4 に実験結果と比較した気泡アスペクト比（垂直方向の最大長さ H / 気泡の水平方向の最大幅 W ）の時間変化を示し、気泡形状に対する定量的な評価を行った。ここで、白抜きシンボルは気泡発生から離脱直前まで、塗り潰したシンボルは伝熱面から離脱後の結果を示す。また、実線は本解析結果を示し、気泡が離脱する直前までを表示している。ここで、解析では実験時の熱流動場を考慮していないため、気泡が扁平から縦長へと遷移を開始するまでに時間的な遅れを生じている。そのため、Fig. 5.4 の計算結果は実験結果を基にして気泡が変形を開始するまでの遅れ時間分を差し引いて表示した。ここで、変形開始の遅れ時間は、サブクール度が低下するほど大きくなった。図より、解析では初期に仮定した熱流動場が実験と大きく異なっているにも関わらず、気泡アスペクト比の時間的な変化は実験結果と定量的に良い一致を示している。さらに、サブクール度の増加に伴い、気泡形状はより強く伸長し、気泡離脱が促進されている傾向も実験結果と同様に確認できる。しかしながら、解析では気泡が伝熱面から完全に離脱するまでの時間が、実験結果よりも長時間を要した。この傾向はサブクール度が低下するほど顕著に見られた。この原因については、伝熱面の性状や気泡周りの温度場等の実験条件を数値解析では完全に模擬できていないことに起因しているものと考えられる。特にサブクール度が増加すると実験結果と離脱時間の差は縮小する（つまり、過熱液層が相対的に薄くなり、数値解析で仮定した初期状態に近づくため）ことから、初期に仮定する温度場が気泡離脱に大きく強く影響しているものと推測される。

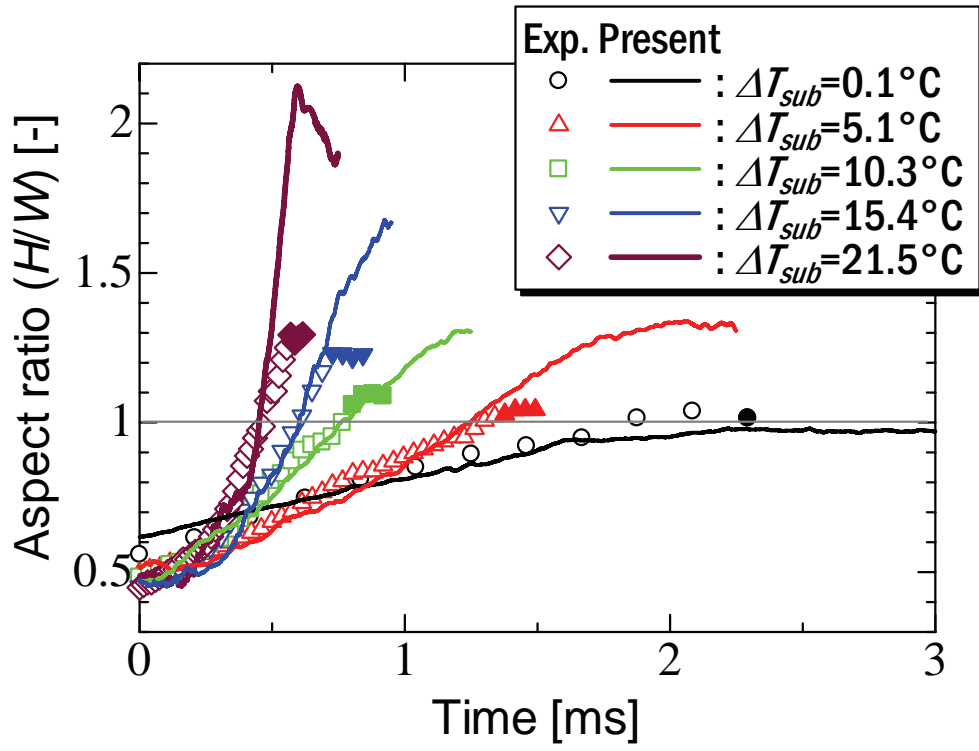


Fig. 5.4 Time variation of bubble aspect ratio compared with experimental data at various degrees of subcooling

そこで、一旦、均一温度場で気泡離脱過程の数値解析を実施して熱流動場を形成し（気泡離脱履歴）、それを初期場として用いる数値解析を行った。Fig. 5.5 に気泡離脱履歴のある初期熱流動場を示す。ここで、気泡内および発熱体内部の初期温度は各々、100°C および 110°C に設定した。

Fig. 5.6 に、各サブクール度における離脱直前の気泡形状を可視化実験結果ならびに従来の解析結果とともに示す。図より、従来の気泡形状は実験結果と比較してより縦長に伸長して離脱していたが、離脱履歴のある熱流動場を用いることで、各サブクール度ともに、離脱時の気泡形状がより可視化実験結果の傾向に近づくことが分かる。

Fig. 5.7 に各サブクール度における実験結果（シンボル）および従来の解析結果（細線）と比較した気泡アスペクト比（垂直方向 H / 水平方向 W ）の時間変化を気泡が離脱する時点まで示す。図より本数値解析結果（太線）は、離脱履歴がない場合と比較して、特に高サブクール度の場合に実験結果により近づく傾向にあることが分かる。しかしながら、低サブクール度では気泡離脱までの時間は従来の方が実験結果に近い。これは、飽和沸騰に近い条件下では気泡底部に存在するとされるマイクロレイヤー蒸発の影響が本モデルでは考慮されていないことに原因があると考えている。

以上のことから、離脱履歴を想定した初期熱流動場が気泡離脱挙動に大きく影響することを本数値解析により明らかとし、また、実験で観察された伝熱面からの気泡離脱挙動の基本的な特徴は、本数値解析によって良好に再現できているものと言える。

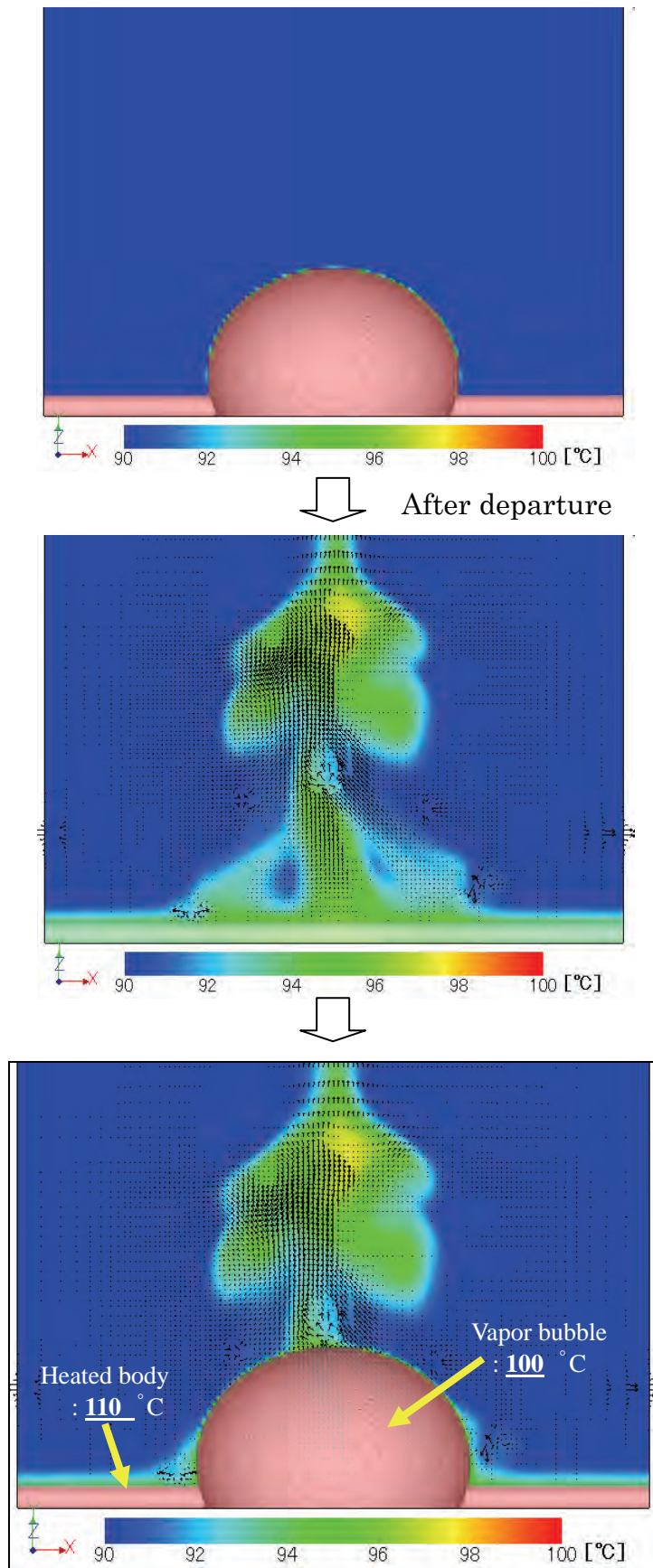
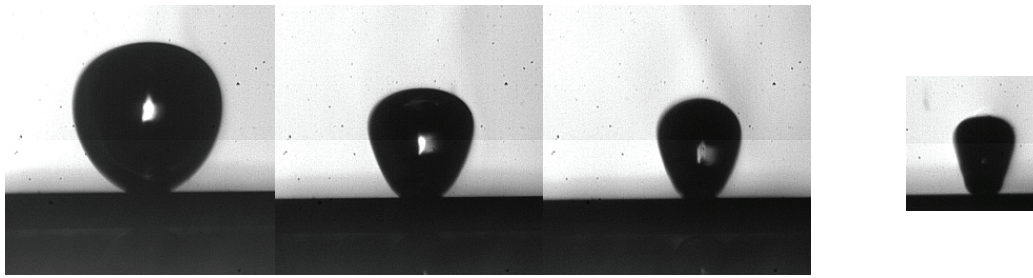
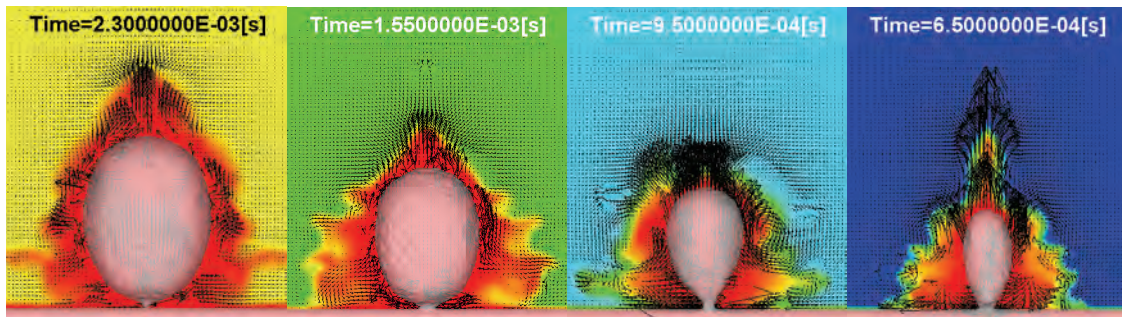


Fig. 5.5 Modified initial temperature and velocity fields at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

Experimental results



Numerical results with non-bubble departure history for initial temperature and velocity fields



Numerical results with bubble departure history for initial temperature and velocity fields

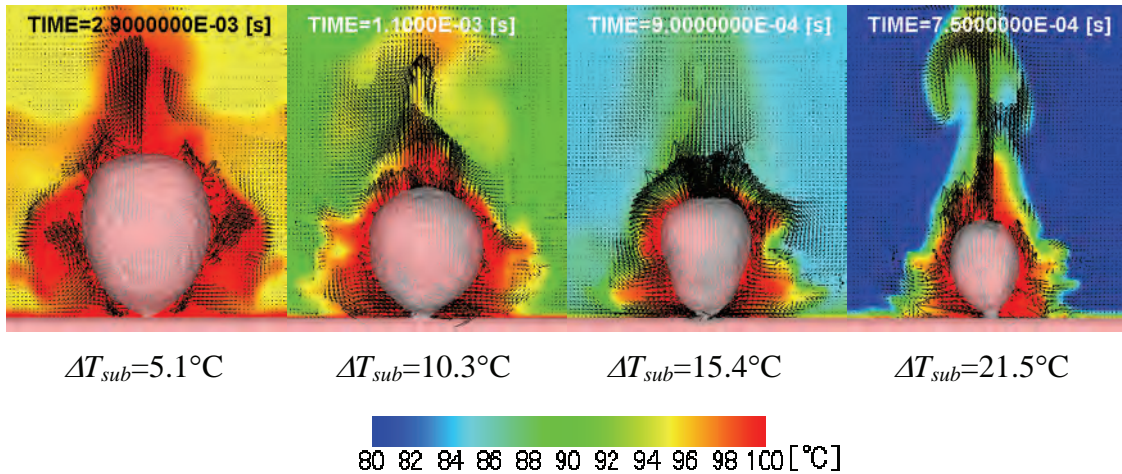


Fig. 5.6 Effect of initial temperature and velocity fields at various degrees of subcooling for bubble shape just before bubble departure from heating surface

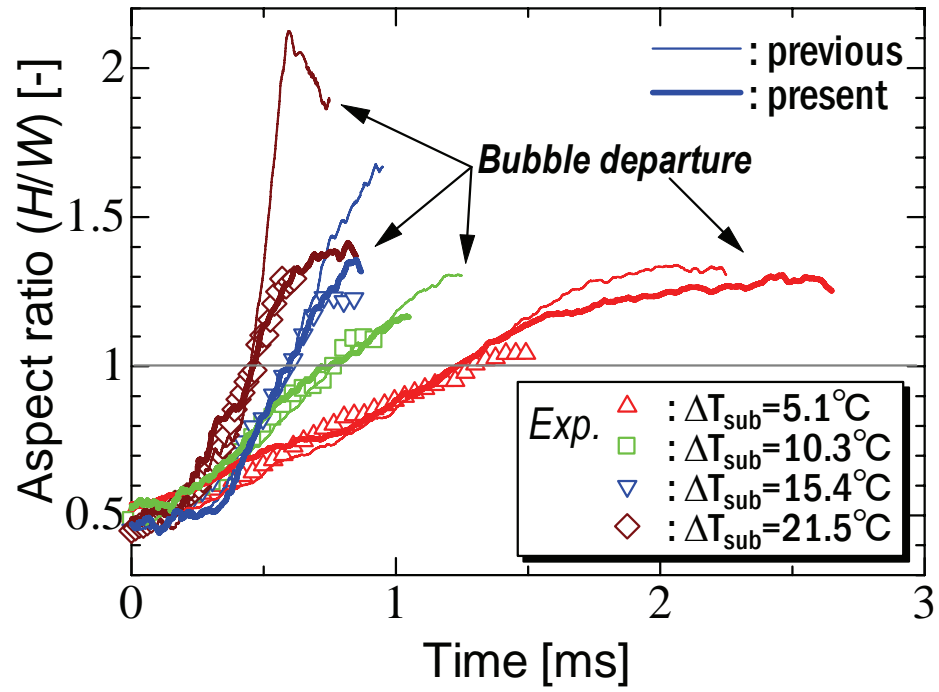


Fig. 5.7 Time variation of bubble aspect ratio at various degrees of subcooling

5.3. 離脱沸騰気泡に伴って形成されるプルーム構造

前章における検証計算の結果は、サブクール・プール沸騰における気泡成長初期過程において、発泡核から気泡が急激に成長を開始する慣性支配から、気泡周りの熱的なバランスで成長する熱伝達支配への遷移段階に対して、数値解析結果が可視化実験結果や既存の理論式と良好に一致することを述べた。しかしながら、気泡成長が熱伝達支配段階に達すると、気泡の成長速度は周囲の温度場に強く影響されることが予想されるため、気泡成長時に気泡周囲の温度場がどのように形成されるのかを検討することは、沸騰現象の機構解明に大きく繋がるものと期待できる。ところが、そのような気泡周囲の温度分布を実験的に直接計測することは非常に難しく、既往の研究ではホログラフィー干渉法を用いて球形気泡を仮定した場合の計測例が報告されているに過ぎない [5.3–5.5]。そこで、本節では、前節の数値解析結果を用いて、気泡離脱に伴って形成される気泡周囲の高温プルームの構造を可視化表示した。

解析結果の一例として、Fig. 5.8 に $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ における気泡形状（白線：流体率 0.5 の等高線）と温度分布（ 95°C 以下：青色～ 110°C 以上：黄色）の x - y および z - y 断面図の時間変化を各々示す。ここで、比較のために x - y 方向から観察された可視化実験結果も同時に示す。まず、離脱に伴う気泡形状について、図より、扁平な初期気泡が凝縮を伴いながら縦長へと伸長し、白金線表面より気泡が離脱する様子が確認できる。この傾向は、同時に示した可視化実験結果とも定性的に一致した。一方、温度分布については、気泡は凝縮による気液界面での飽和温度 T_{sat} に表面張力分の過熱度 ΔT_{SH} を有しているため、気泡周囲には高温の温度境界層の形成が確認できる。その後、白金線から離脱した気泡は伝熱面上より形成された筋状の高温流れを伴いながら上昇した。この高温流れの存在は可視化実験結果の画像からも輝度値の濃淡として確認することができる。すなわち、この高温流れの形成は気泡上昇に伴う過熱液の伴流が発生していることを意味しており、沸騰の伝熱機構として提案された顕熱輸送機構[5.6]の存在を示しているものと考えられる。一方、白金線内部の温度は、気泡成長に伴い、気泡との接触線近傍で伝熱面とサブクール液との接触により、気泡底部の周辺から徐々に冷却されていく様子が確認できる。さらに、気泡離脱に伴い、周囲から流入するサブクール液によって伝熱面温度の低下が見られた。この離脱気泡に同伴される高温流れは、 x - y および z - y 断面図の解析結果から、白金線に対

して平行方向 (x - y 断面図) よりもむしろ垂直方向 (z - y 断面図) に広がっている. Fig. 5.9 に白金線の真下から可視化した実験結果および白金線表面上でスライスした x - z 断面の解析結果を Fig. 5.8 と同様に示す. この実験結果より, 白金線上で発生した気泡は, その形状を楕円形状から, 白金線に対して垂直方向に押し潰される様に変形した後, 凝縮・消滅した. この可視化結果から得られた傾向は, 本解析結果とも定性的に一致している.

気泡の白金線からの離脱に伴って形成される高温プルームの詳細な 3 次元構造を把握するため, 解析で得られた温度分布をボリュームレンダリングの技法を用いて可視化を行い, Fig. 5.10 に x - y および z - y 方向から投影した時間変化を気泡形状 (流体率 0.5 の等数値面) とともに示す. ここで, ボリュームレンダリングによる温度分布の濃淡は温度の高低を表している. 図より, 気泡離脱に伴い, 気泡後方に伝熱面からの高温流れ (図中 **Entrainment flow**) が同伴されていく様子が Fig. 5.8 と同様に確認できる. その際, その高温流れよりも若干温度の低い新たなプルームが, 気泡を取り囲むようにして 4 本 (図中 **Plume:1**), 気泡上昇に伴って成長していく様子も確認された. さらに, 気泡上部にはそれらよりさらに温度の低いプルームが形成されていることが分かる (図中 **Plume:2**). このように温度の異なる複数のプルームが気泡離脱に伴って形成されることが本可視化表示により明らかとなった.

次いで, Fig. 5.10 で得られたプルームの構造について, その形成過程の詳細な挙動を検討するため, Fig. 5.10 に流線を重ねて表示した結果を Fig. 5.11 に示す. 図より, 気泡が離脱する際には (Fig. 5.11 (a)), 気泡頂部へ向かう直線的な強い流れが気泡内部で発生し, 大きな循環流を生じている様子が見て取れる. その後, 気泡が離脱すると, 気泡上部からの強い流れが気泡底部に回り込んで, 気泡を押し上げている様子が分かる. この気泡底部への強い流れによって, 高温流れ (Fig. 5.10: **Entrainment flow**) が伝熱面より同伴されるものと考えられる. 一方, 気泡底部から流入した気泡頂部に向かう一部の流れは, 気泡上半分からその側面に向かう流れへと変化した (Fig. 5.11 (b)), さらに, 気泡を迂回してその周囲に回り込むような上昇流へと変化した (Fig. 5.11 (c)). この傾向は白金線に対して垂直方向 (z - y 方向) の方がより顕著に見られた (Fig. 5.11 (d)). この気泡を迂回して気泡周囲に発生した上昇流によって, その周囲に存在した 4 本のプルーム (Fig. 5.10 : **Plume:1**) が形成されたものと考えられる. また, 気泡上部から形成されるプルーム (Fig. 5.10 : **Plume:2**) は, 気泡底部から気泡頂部を通過

した一部の上昇流によって発生したものと考えられる。

Fig. 5.12 に、解析で得られた水平 (x - z) 断面中心位置における軸 (y) 方向距離に応じた 1 次元温度分布の時間変化を示す。ここで、図中の縦軸は白金線表面からの y 方向位置における温度であり、初期状態では $y < 0.6\text{mm}$ の範囲に気泡が存在している。また、横軸は気泡離脱時刻を 0 とした経過時間を示している。図より、まず初期に気泡内部の $y < 0.6\text{mm}$ 領域については、白金線に近い地点（液側： $y > 0$ ）で一時的な温度上昇を示すが、その後、気泡離脱に伴って、温度は低下した。また、気泡が離脱した後の温度変化より、気泡に同伴される高温流れ内温度はほぼ飽和温度近傍であることが分かる。一方、初期は過冷液中に位置する $y \geq 0.6\text{mm}$ の領域では、時間経過に伴い、その温度が飽和温度程度まで上昇していることが分かる。ここで、気泡はその上端が $y < 0.8\text{mm}$ の範囲で相変化（凝縮・消滅）していることを可視化実験で確認しているため、この温度上昇の原因は、 $y = 0.6\text{mm}$ は気泡通過、また $y \geq 0.8\text{mm}$ では気泡上部から形成されたプルームによる寄与であると考えられる。

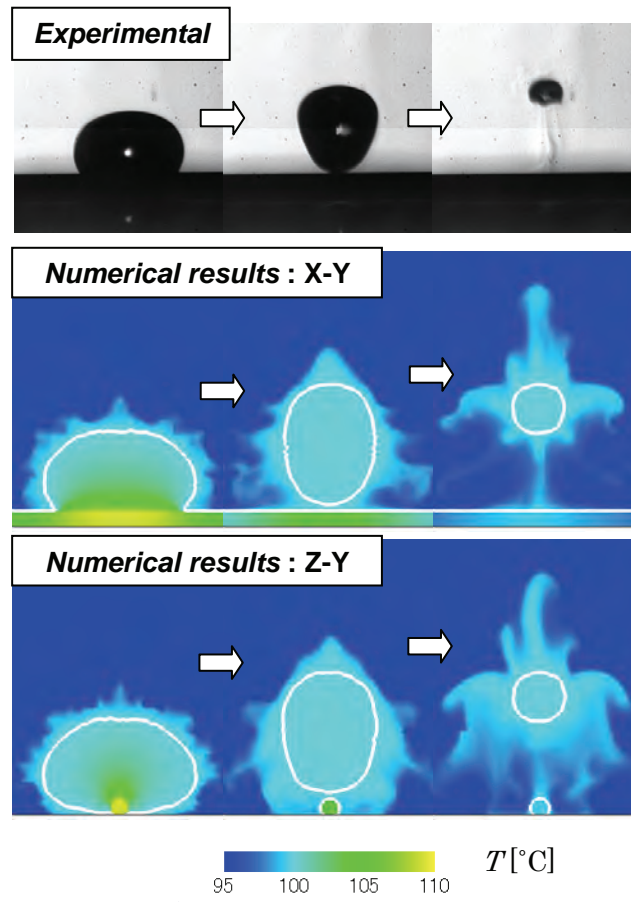


Fig. 5.8 Evolutions of bubble shapes and the temperature distribution between experiments and numerical results at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

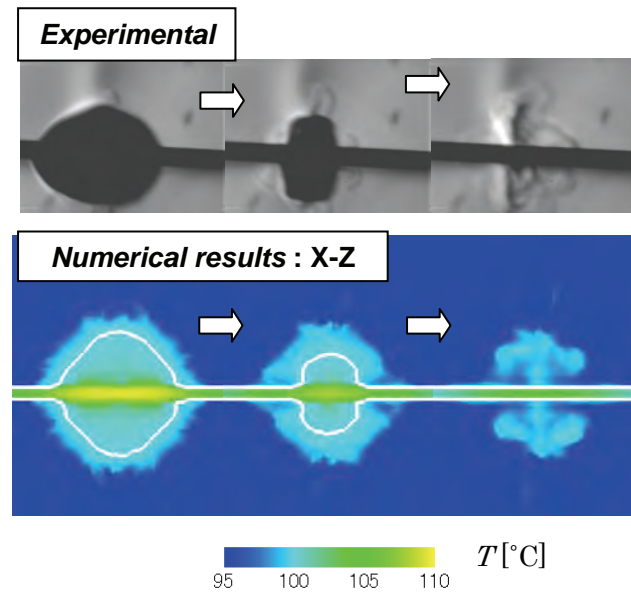


Fig. 5.9 Evolutions of bubble shapes in the xz plane and the temperature distribution between experiments and numerical results at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

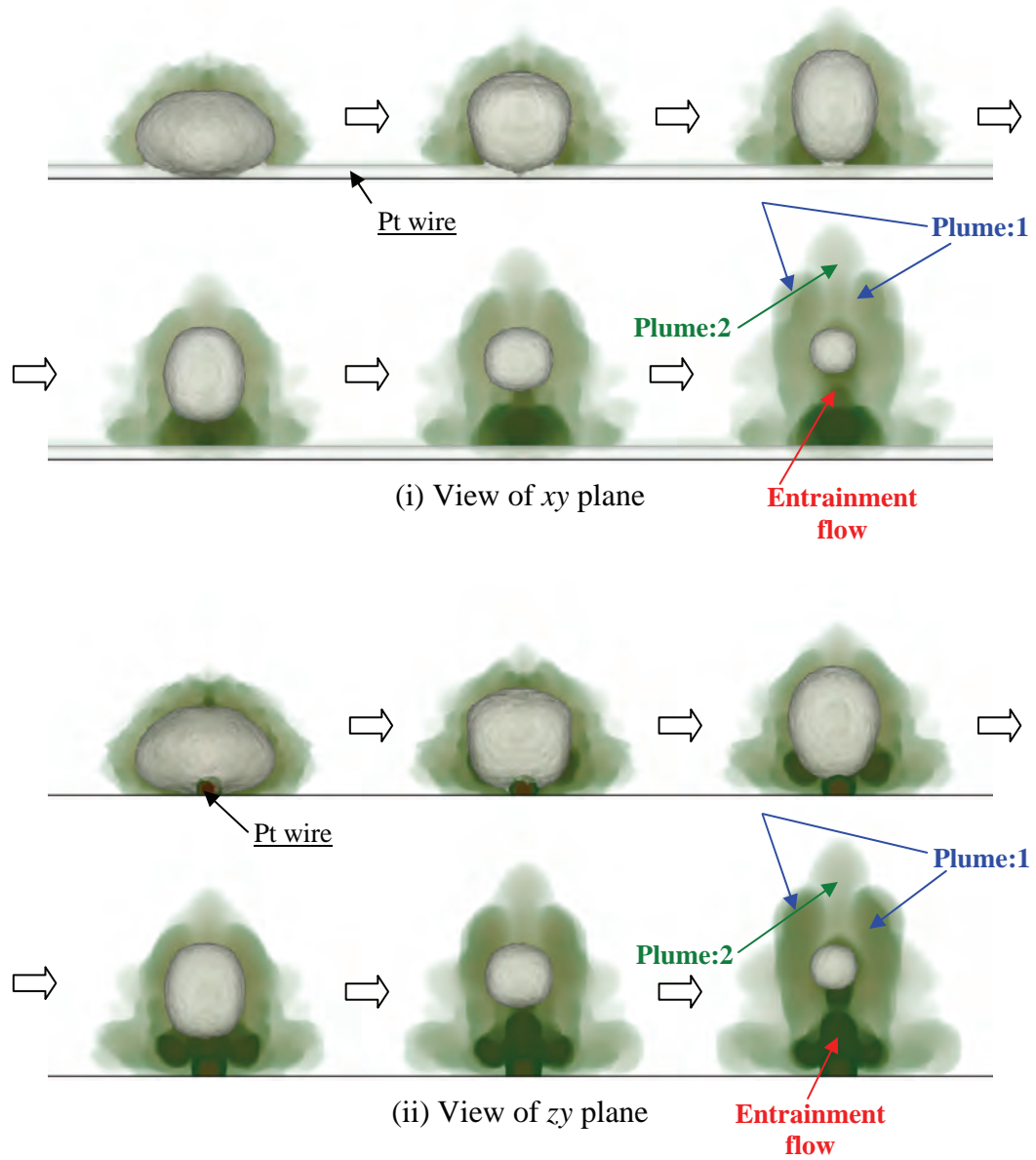


Fig. 5.10 The time variation of temperature distribution using a volume rendering technique at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

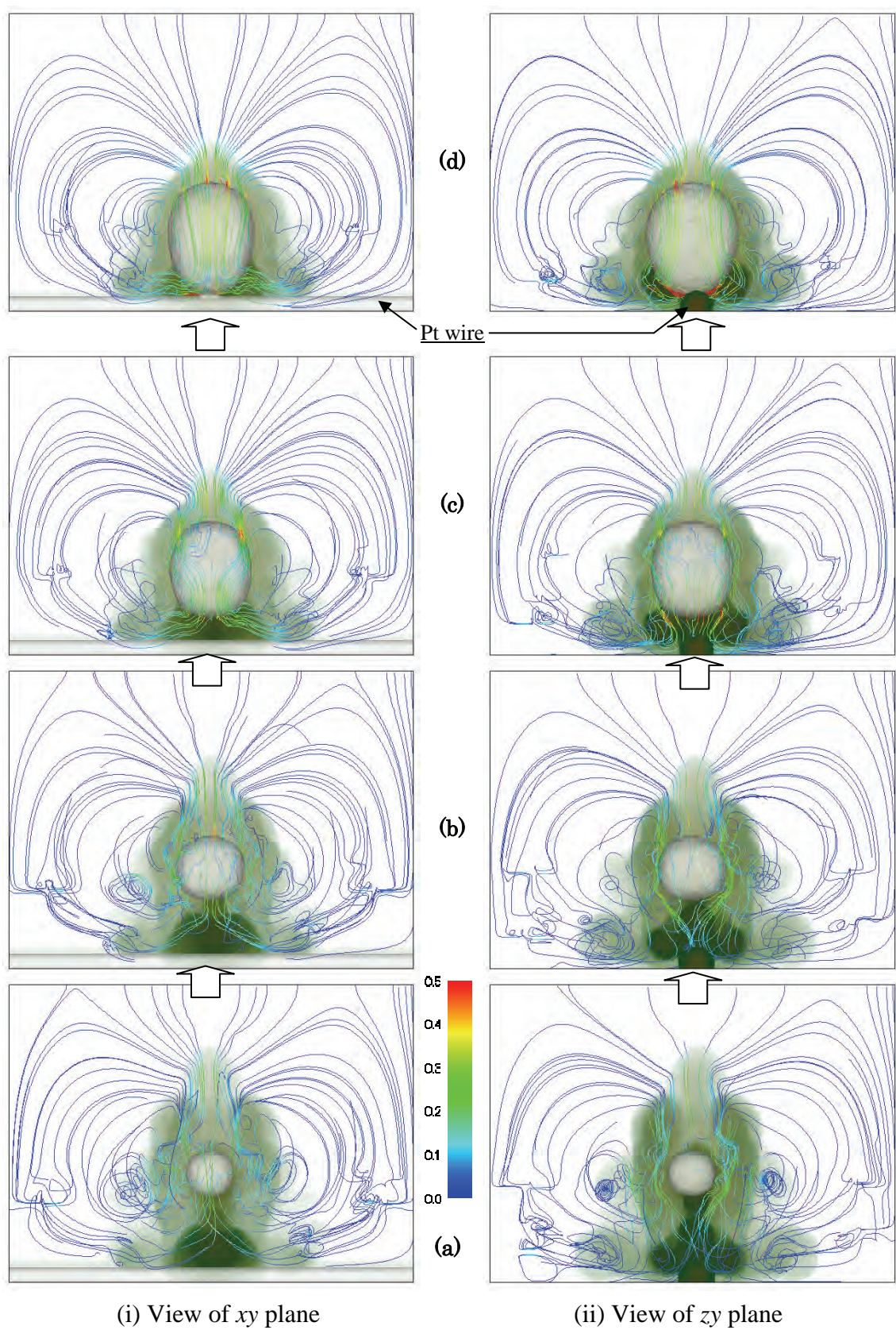


Fig. 5.11 The time variation of stream-lines and temperature distributions using a volume rendering technique at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

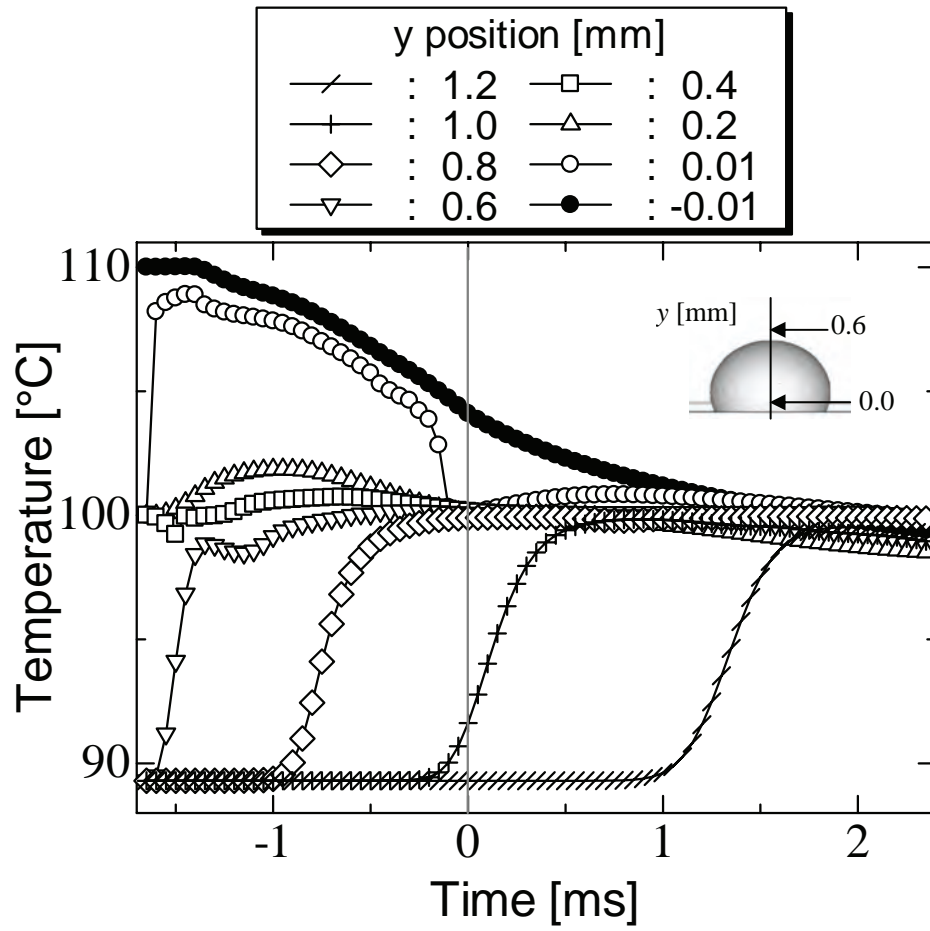


Fig. 5.12 The time variation of 1-D temperature distribution in y-direction at $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$

5.4. 気泡離脱挙動に及ぼす表面張力および伝熱面濡れ性の影響

これまでの一連の検討から、気泡変形や伝熱面からの気泡離脱に関して、気泡に作用する表面張力が強く関係していると考えられる。そこで、表面張力を変化させた場合の影響について数値的な検討を行った。数値解析は Fig. 5.1 の解析体系を用いて、 $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ の解析条件を適用し、水の表面張力係数 σ を 10 倍および 1/10 倍にして、表面張力係数の気泡離脱挙動に及ぼす影響を調べた。

Fig. 5.13 に気泡アスペクト比(気泡高さ H / 幅 W)の時間変化を示す。ここで、実線は水の表面張力係数を 1σ とした場合、破線は 10σ 、点線は $1/10\sigma$ の解析結果を気泡が離脱する直前まで示している。図より、表面張力係数が $1/10\sigma$ では、気泡に働く表面張力が相対的に弱いため、気泡は扁平のまま、解析した時間内での気泡離脱は見られなかった。一方、表面張力係数を 10σ にした場合では気泡に作用する表面張力が大きいため、水の 1σ と比較してより短時間に気泡は伝熱面より離脱した。ここで、離脱時の気泡アスペクト比は、 1σ ほど縦長に変形していない。これは、表面張力が極端に大きいため、気泡が球形へと急激に変化した際、それに伴う液側の慣性力も増大し、気泡の伸長よりも離脱が促進されたためではないかと考えられる。

Fig. 5.14 に 10σ 、 1σ および 0.1σ の場合において可視化した瞬時の気泡形状を温度分布ならびに速度ベクトル図と併せて示す。ここで、 10σ および 1σ は離脱直前の形状である。図より、 $1/10\sigma$ の場合には表面張力が相対的に弱いため、気泡界面近傍で気泡変形を促すような速度場の形成は見られていない。一方、 10σ の場合には表面張力が相対的に大きいため、離脱直前に大きな上向き速度とともに、連続式を満足するように気泡下部へ侵入する液流が伝熱面近傍の気泡端に向かって強く流れ込み、気泡離脱に作用すると考えられる。

以上のことから、表面張力係数が気泡離脱挙動に大きな影響を及ぼすことを本数値シミュレーションにより明らかにした。

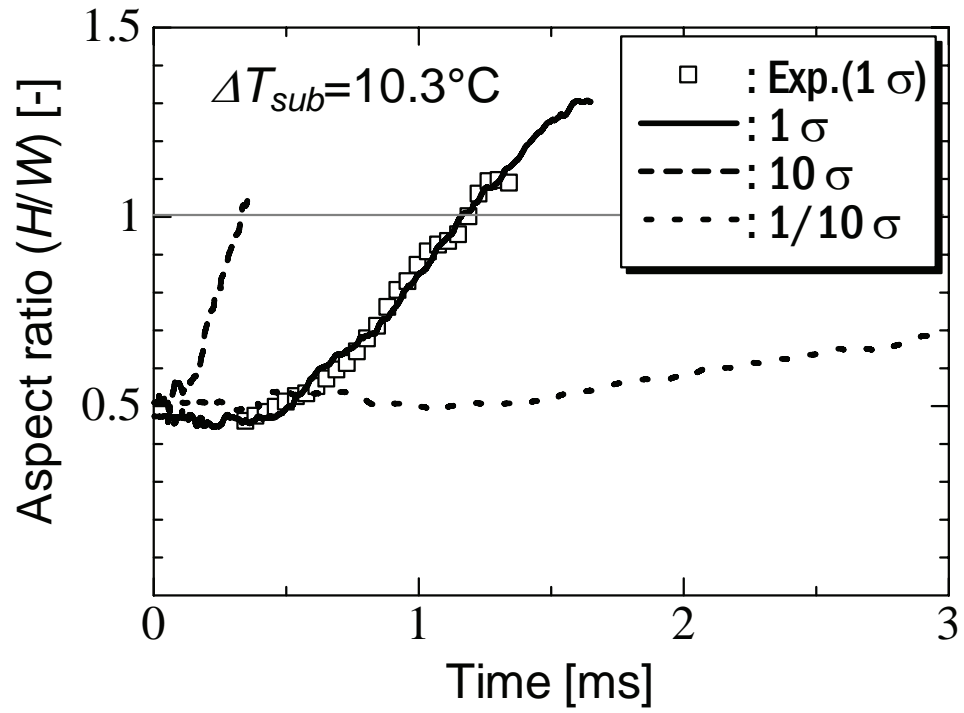


Fig. 5.13 Effect of surface tension force for bubble aspect ratio at $\Delta T_{sub} = 10.3^\circ\text{C}$

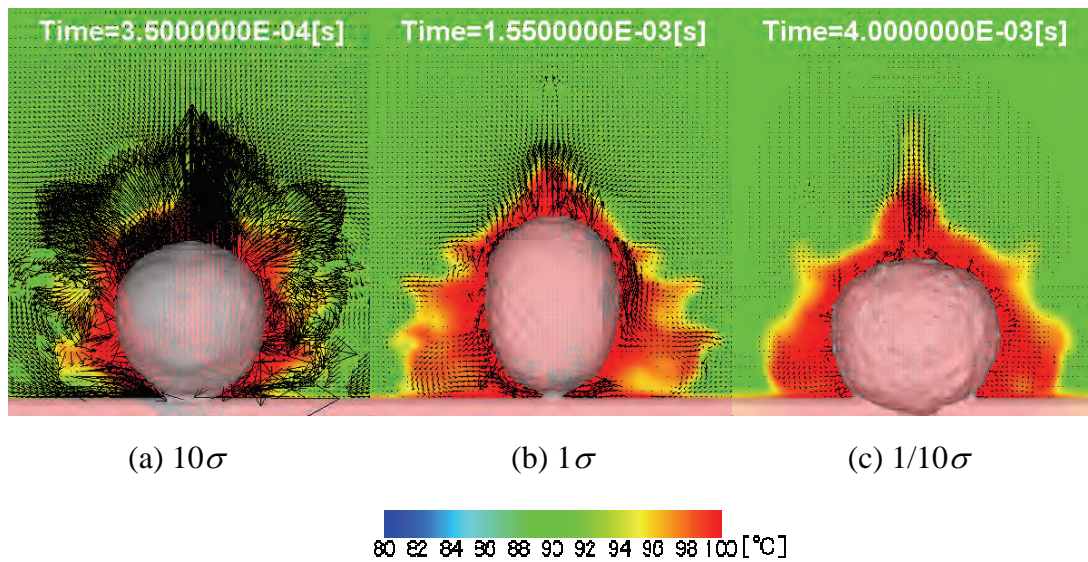


Fig. 5.14 Bubble shape just before bubble departure from heating surface at various surface tension coefficients and $\Delta T_{sub} = 10.3^\circ\text{C}$

次いで、伝熱面からの気泡離脱挙動に影響があるとされる伝熱面上の濡れ性について、気泡離脱に対する見かけの接触角をパラメータとして与えて、その影響を数値シミュレーションによって検討した。解析体系は、これまでと同様に、Fig. 5.1 の解析体系を基に、伝熱面と液側との平衡接触角 θ_{eq} を 20° （これまでの設定値）、 45° 、 90° に設定して解析を行った。ここで、本手法では、伝熱面上の濡れ性について、設定した平衡接触角を用いて気液界面を含む局所体積に作用する体積力として運動方程式中で評価した（2.4 節参照）。なお、初期温度場については離脱履歴は考慮していない。

Fig. 5.15 に $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$ における気泡形状（白線：流体率 0.5 の等高線）と x - y 断面内の温度分布の時間変化を示す。図より濡れ性の向上（見かけの接触角が小さくなる）に伴い、気泡の離脱が促進され、発熱体内部の温度が低下している様子が確認できる。しかしながら、 $\theta_{eq}=90^\circ$ では気泡は伝熱面から離脱できずに蒸気膜を形成し、伝熱面温度も急激に上昇した。既往の研究でも濡れ性の向上に伴う限界熱流束の向上が確認されており[5.7]、本数値解析から濡れ性の向上が気泡離脱の促進に寄与しているのものと考えられる。Fig. 5.16 に $\Delta T_{sub}=5.1^\circ\text{C}$ 、 15.4°C および 21.5°C に対する濡れ性の影響を Fig. 5.15 と同様に示す。ここで、各サブクール度に対して、 $\theta_{eq}=20^\circ$ の場合に気泡が離脱した時点と同時刻の結果を図示した。図より、気泡離脱の傾向は他のサブクール度でも同様に、接触角が大きくなって濡れ性が低下すると、気泡は伝熱面より離脱しにくくなる傾向にあることが分かった。

Fig. 5.17 に $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$ における気泡アスペクト比（ H ：高さ/ W ：幅）の時間変化を示す。図より、濡れ性が最も良い $\theta_{eq}=20^\circ$ の気泡アスペクト比は時刻 0.5ms 以降から単調に増加（縦長）し、気泡は伝熱面より離脱した。一方、 $\theta_{eq}=90^\circ$ では、濡れ性が低いため気泡は縦長に変形できず、扁平の状態で伝熱面より離脱することなくそのまま凝縮した。Fig. 5.18 から 5.20 に $\Delta T_{sub}=5.1^\circ\text{C}$ 、 15.4°C および 21.5°C に対する気泡アスペクト比の時間変化を示す。この図からも明らかに接触角が大きい $\theta_{eq}=90^\circ$ は濡れ性が低いために気泡は伝熱面より離脱できず、扁平の状態にあることが分かった。なお、 $\Delta T_{sub}=21.5^\circ\text{C}$ （Fig. 5.20）の場合に数値解析結果が実験結果との間に相違が見られるが、 $\theta_{eq}=20^\circ$ に対して離脱履歴のある初期温度場を用いることで（Fig. 5.20 の破線）、実験結果とは良好に一致した。

したがって、見かけの接触角、すなわち濡れ性が気泡離脱挙動に大きく影響することを本検討により明らかにした。

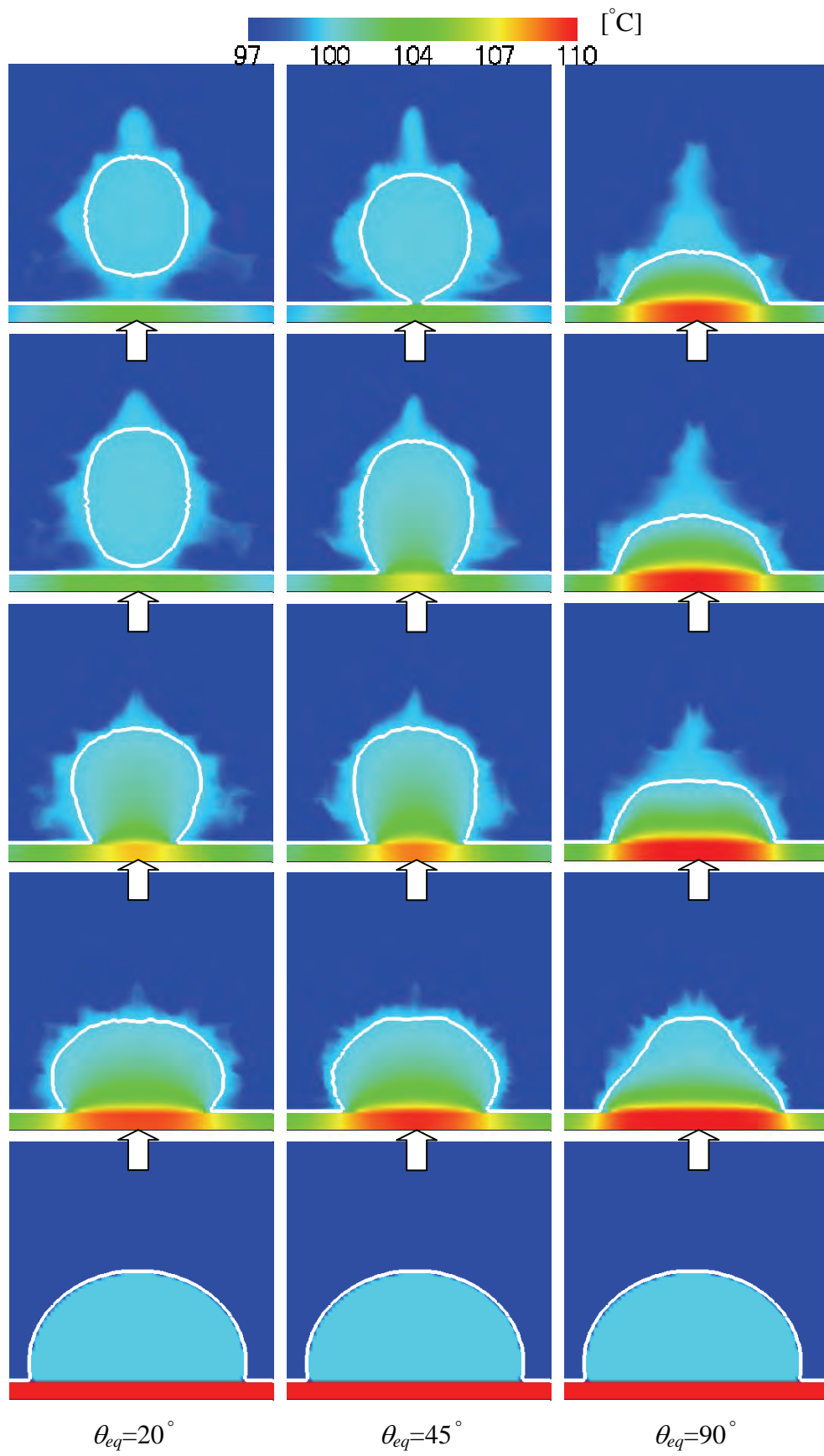


Fig. 5.15 Numerical results of bubble shape and temperature distribution at $\theta_{eq}=20^\circ$, 45° and 90° , and $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

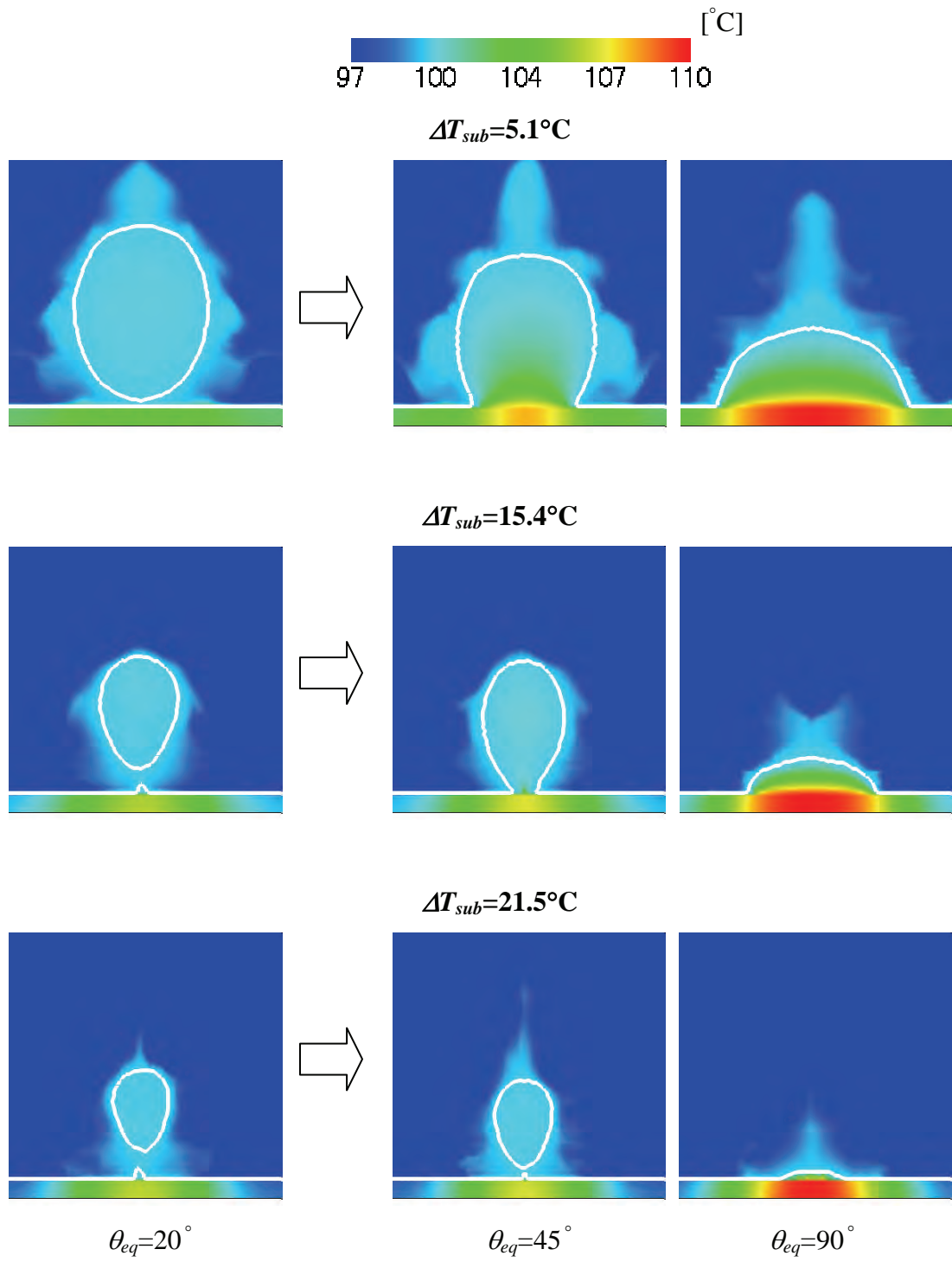


Fig. 5.16 Numerical results of bubble shape and temperature distribution at $\theta_{eq}=20^{\circ}$, 45° and 90° , and $\Delta T_{sub}=5.1^{\circ}\text{C}$, 15.4°C and 21.5°C

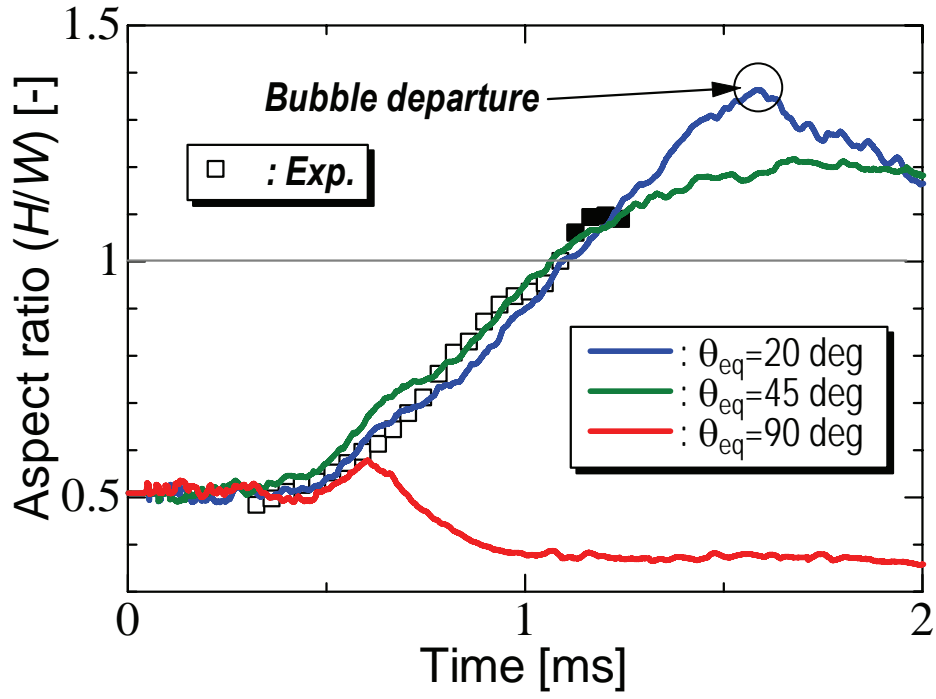


Fig. 5.17 Time variation of bubble aspect ratio at $\theta_{eq}=20^\circ$, 45° and 90° , and $\Delta T_{sub}=10.3^\circ\text{C}$

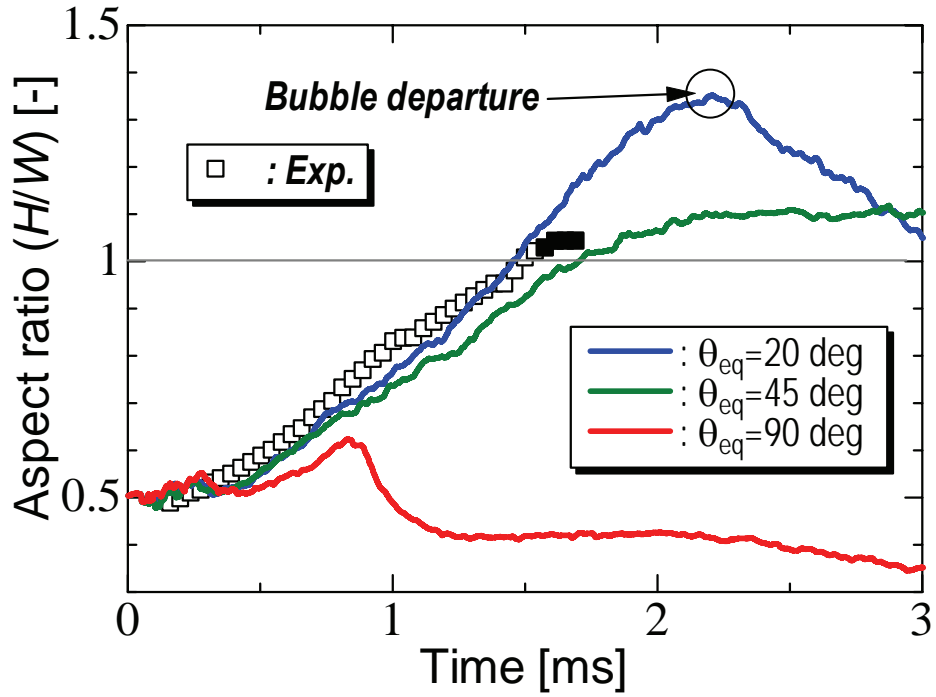


Fig. 5.18 Time variation of bubble aspect ratio at $\theta_{eq}=20^\circ$, 45° and 90° , and $\Delta T_{sub}=5.1^\circ\text{C}$

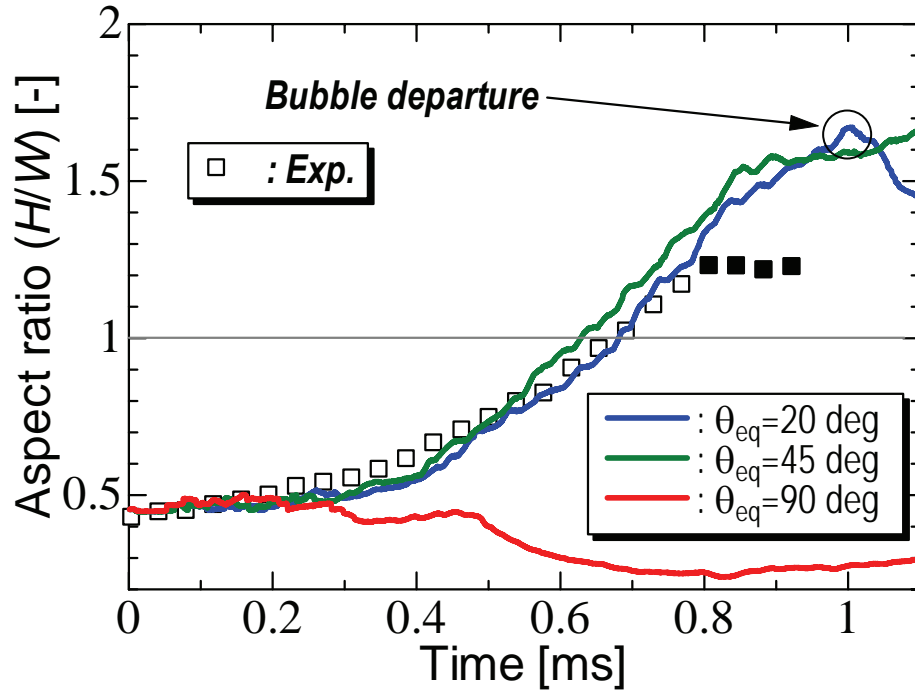


Fig. 5.19 Time variation of bubble aspect ratio at $\theta_{eq}=20^\circ$, 45° and 90° , and $\Delta T_{sub}=15.4^\circ\text{C}$

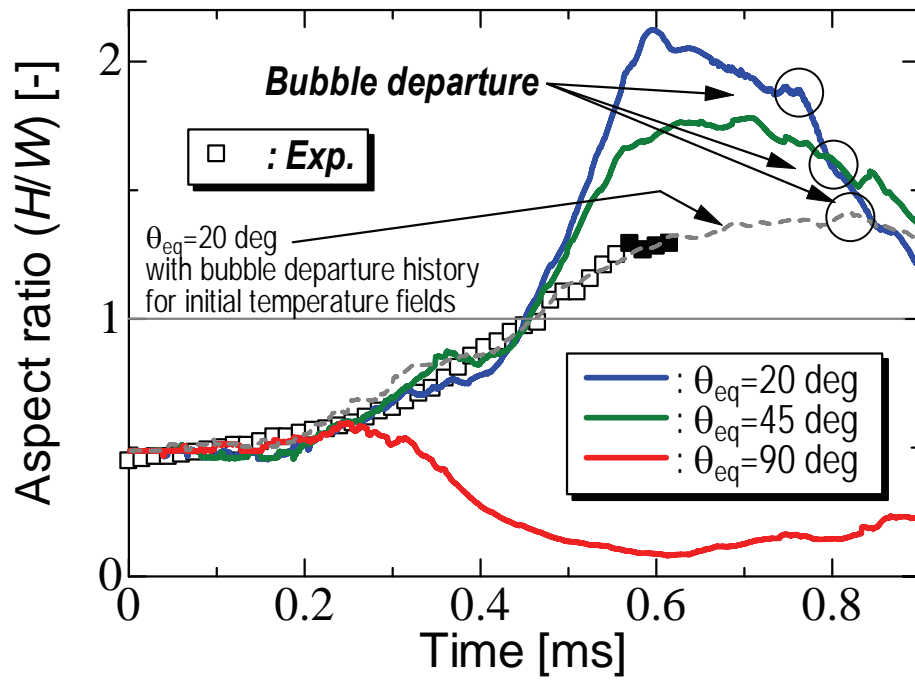


Fig. 5.20 Time variation of bubble aspect ratio at $\theta_{eq}=20^\circ$, 45° and 90° , and $\Delta T_{sub}=21.5^\circ\text{C}$

5.5. 気泡離脱に伴う伝熱面上の伝熱特性

前節と同様に、サブクール・プール沸騰における気泡の伝熱面からの離脱過程において、伝熱面温度や熱流束に対する気泡離脱やサブクール度の影響を評価した。Fig. 5.21 に $\Delta T_{sub}=10.3^{\circ}\text{C}$ における気泡形状（白線：流体率 0.5 の等高線）および xy 断面内の温度分布の時間変化を示す。図より、扁平な初期気泡が凝縮を伴いながら縦長へと伸長し、伝熱面より気泡が離脱する様子が確認できる。この傾向は、これまで述べたように可視化実験結果と定性的に一致している。その際、発熱体内部の温度は、気泡成長に伴い、接触線近傍で伝熱面がサブクール液と接触し、気泡底部の周辺から徐々に冷却されていく様子が確認できる。本数値解析では気泡底部と伝熱面との間にマイクロレイヤーを仮定していないため、気泡成長期には気泡底部の伝熱面がドライパッチとなって周辺より高い温度を示しているが、気泡離脱に伴って周囲から流入するサブクール液の影響で伝熱面温度は低下した。

Fig. 5.22 および Fig. 5.23 に、本条件において伝熱面での x 方向の熱流束分布および伝熱面表面温度の時間変化を示す。なお、伝熱面での壁面熱流束 q_w および伝熱面表面温度 T_s は次式の定義とした。

$$q_w = \lambda_f \frac{T_s - T_f}{\Delta x}, \quad T_s = \frac{\lambda_f T_f \Delta x_f + \lambda_w T_w \Delta x_w}{\lambda_f \Delta x_f + \lambda_w \Delta x_w} \quad (5.1)$$

ここで、 T および λ は温度および熱伝導率、 Δx は伝熱面までの距離を示す。また、添字 f および w は伝熱面に接する流体および壁側セルを示す。また、Fig. 5.22 における濃淡分布の境界線は各時刻における伝熱面に接する気泡底部の界面位置を表している。

図より、壁面熱流束は気泡中心 ($x=0\text{mm}$) から気泡底部が直接伝熱面に接触している範囲（ドライパッチ）では低下し、気泡界面を挟んだ液側で急激に上昇している。すなわち、熱流束は気泡底部の接触線近傍で急激に高くなることが確認できる。この傾向は気泡が伝熱面より離脱する時点（□プロット： $t=1.6\text{ms}$ ）まで続き、気泡が離脱した後の熱流束は急速に低下した。これは、本数値解析で用いた発熱量が比較的小さいため、Fig. 5.23 で見られる伝熱面表面温度の時間変化の結果から、気泡離脱後に伝熱面上へ流入したサブクール液によって壁温が急速に冷却された結果であると考えられる。なお、本条件で確認された熱流

束分布の時間的変化は、他のサブクール度でも同様な傾向を示した。

Fig. 5.24 に、各サブクール度における気泡が伝熱面から離脱する直前の壁面熱流束分布を示す。図より、サブクール度の増加に伴い、気泡離脱時に気泡底部の接触線近傍の壁面熱流束も上昇することが分かる。

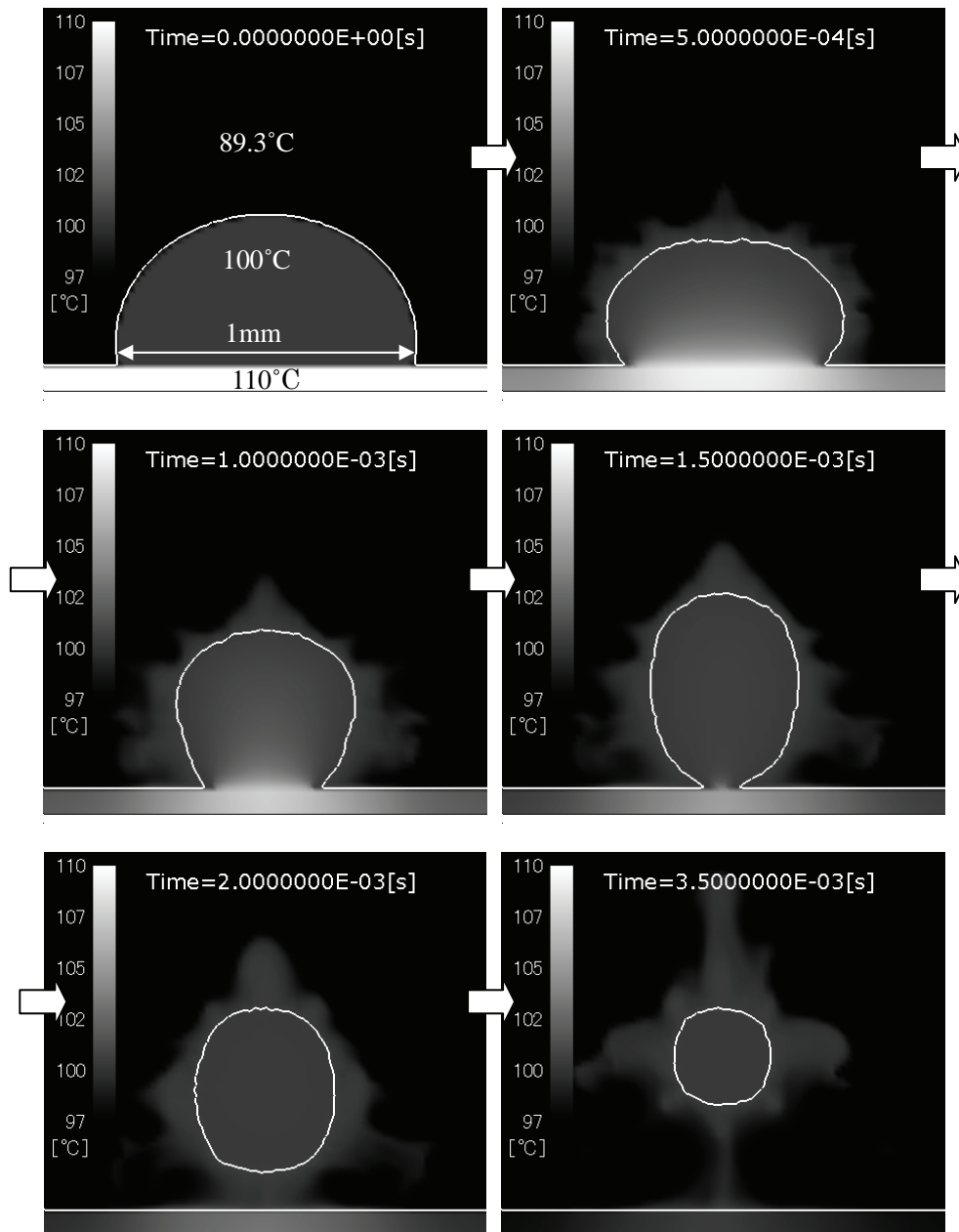


Fig. 5.21 Time variation of bubble shape and temperature distribution in the xy -plane at $\Delta T_{sub} = 10.3 \text{ }^{\circ}\text{C}$

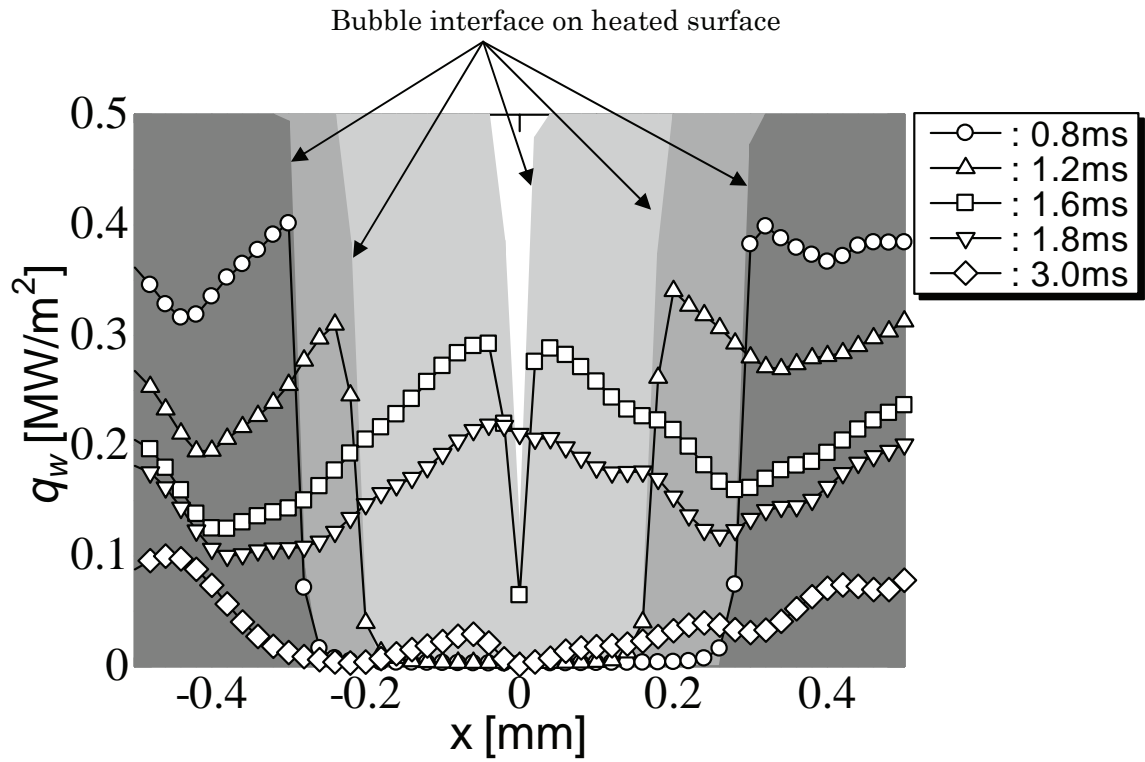


Fig. 5.22 Time variation of wall heat flux and bubble boundary distribution
in the xy -plane at $\Delta T_{sub}=10.3\text{ }^{\circ}\text{C}$

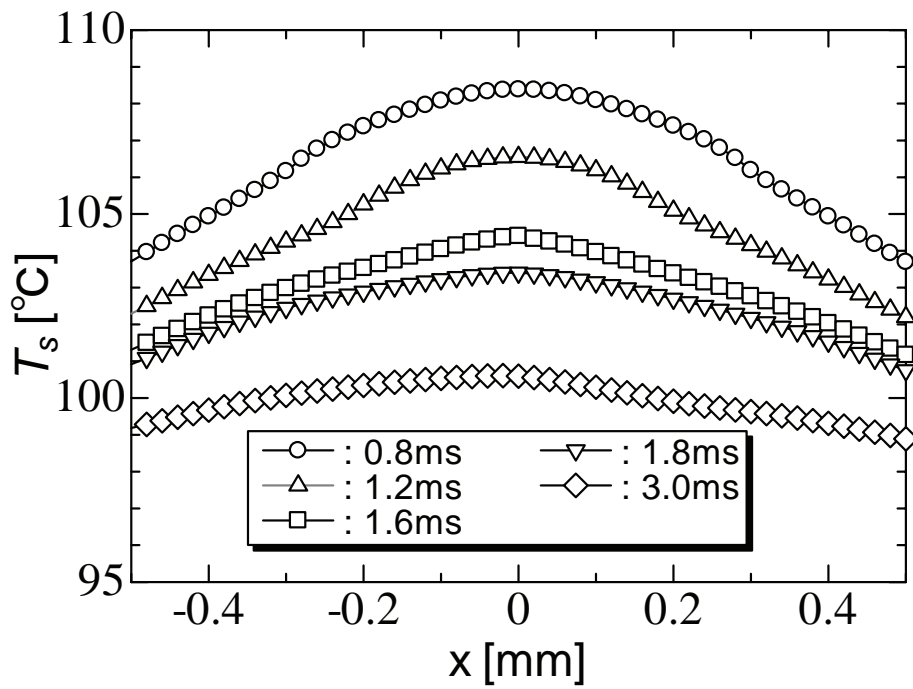


Fig. 5.23 Time variation of wall surface temperature distribution
in the xy -plane at $\Delta T_{sub}=10.3\text{ }^{\circ}\text{C}$

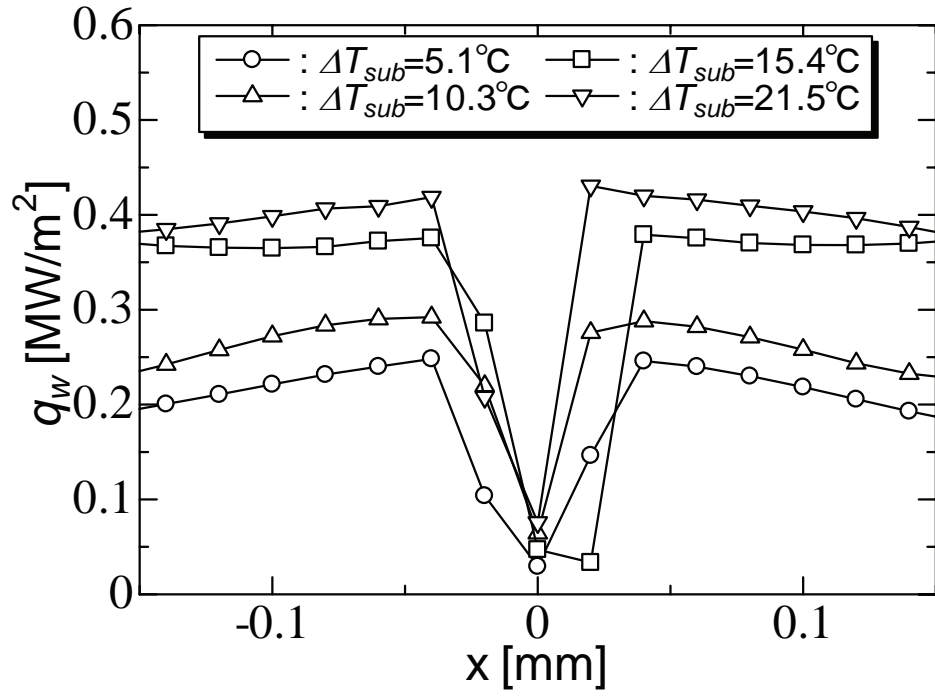


Fig. 5.24 Wall heat flux distribution in the x -direction just before bubble departing from heated surface at various degrees of subcooling

5.6. まとめ

構築した直接数値予測手法の適用例として、サブクール・プール沸騰における単一気泡離脱挙動に関する数値シミュレーションを実施し、以下の結果を得た。

- (1) 気泡離脱時の気泡形状に対するサブクール度および初期温度場の影響
 - ・ 詳細データベースで得られた最大気泡径を初期値とした数値解析を行い、サブクール度の増加とともに、気泡形状はより縦長へと伸長し、気泡発生から短時間で伝熱面より離脱する傾向や気泡アスペクト比の時間変化を比較し、実験結果と定性的に良い一致を得た。
 - ・ また、初期温度場が気泡離脱に及ぼす影響について、離脱履歴のある初期熱流動場を用いることで、離脱時の気泡形状の改善につながる事が分かった。
- (2) 離脱沸騰気泡に伴って形成されるプルーム構造
 - ・ 数値解析結果をボリュームレンダリングによる温度分布や流線によって可視化表示することより、温度の異なる複数のプルームが気泡離脱に伴って形成される機構を見出し、その過程を明らかにした。
- (3) 気泡離脱に及ぼす表面張力と伝熱面濡れ性の影響
 - ・ 表面張力係数を大きく変化させた場合、気泡の離脱が促進される傾向となり、気泡に作用する表面張力係数の大きさが気泡離脱に影響することを明らかとした。
 - ・ 気泡離脱挙動に及ぼす伝熱面濡れ性の影響を検討し、伝熱面の濡れ性が向上にするに伴い、気泡の離脱は促進され、伝熱面内部の温度も低下することを明らかにした。したがって、見かけの接触角、すなわち濡れ性が気泡離脱挙動に大きく影響することを本検討により明らかとした。
- (4) 気泡離脱に伴う伝熱面上の伝熱特性
 - ・ 気泡離脱に伴う壁面熱流束は気泡底部の接触線近傍で急激に上昇することを確認した。また、サブクール度の上昇に伴い、気泡離脱時に気泡底部の接触線近傍の壁面熱流束も上昇することを確認した。

参考文献

- [5.1] Carry, V. P., Liquid Vapor Phase-Change Phenomena Second Edition, 253, Taylor & Francis, Washington, DC (2008).
- [5.2] Larkin, B. K., Thermocapillary flow around hemispherical, *AiChE journal*, Vol. 16, No. 1, 101-107 (1968).
- [5.3] Chen, Y.-M. and Mayinger, F., Holographic interferometry studies of the temperature field near a condensing bubble, *Proc. Optical Methods in Dynamics of Fluid and Solids*, 13-20, (1984).
- [5.4] Manickam, S. and Dhir, D., Holographic interferometric study of heat transfer associated with a single vapor bubble sliding along a downward-facing heater surface, *Proc. HT2003*, (2003).
- [5.5] Lucic, A., Emans, M., Mayinger, F. and Zenger, C., Interferometric and numerical study of the temperature field in the boundary layer and heat transfer in subcooled flow boiling, *Int. J Heat and Mass Transfer*, Vol. 25, 180-195, (2004).
- [5.6] The Japan Society of Mechanical Engineers ed., Boiling Heat Transfer and Cooling (in Japanese), 12-13, Nikkan kogyo publishing, Tokyo (1989).
- [5.7] Kandlikar, S.G., Shoji, M. and Dhir, V.K., Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation, 75, Taylor & Francis, Washington, DC (1999).

第6章 結 論

本章では、本論文「沸騰現象の直接数値解析手法構築に関する研究」を通して得られた結果を述べるとともに、本研究で構築した直接数値予測手法によって、工学上特に重要な役割を果たす限界熱流束の予測実現に向けた展望や課題について言及する。

6.1. 総括結論

6.1.1. サブクール・プール沸騰可視化詳細データベースの構築

本研究で構築した直接数値解析手法の沸騰・凝縮モデルに対して、モデル検証に必要なサブクール・プール沸騰の可視化詳細データベースの構築を行った。具体的には、基本データとして、Kawara, Okoba and Kunugi による高時空間分解能の可視化実験で得られた可視化画像を使用し、画像解析・定量化によって時系列の気泡形状データ（気泡体積，気泡寸法およびそのアスペクト比等）を取得して、数値解析結果の検証に耐えうる高精度データベースを構築した。

また、構築した詳細データベースの気泡形状に対するサブクール度の影響や既往の気泡成長理論式との比較検討を行い、以下の結果を得た。

- (1) 気泡成長はサブクール度の増加に伴って抑制され、気泡発生から気泡離脱までの時間は短くなる。
- (2) 気泡形状はサブクール度が増加するほど、より縦長に伸長して伝熱面から離脱する。
- (3) 伝熱面と気泡との見かけの接触角を評価した結果、サブクール度が大きい場合には、見かけの接触角の大きな状態が気泡離脱時まで継続されることを明らかにした。
- (4) 既存の気泡成長理論式との比較を行った結果、サブクール度の影響が小さい成長段階に対しては、理論式が実験結果の0次予測として有効であるものと判断できる。このことは、数値解析における計算上の初期気泡の最適な予測値として理論式を活用できるものと期待できる。

本データベースを構築したことにより、サブクール・プール沸騰時の詳細な時系列の気泡形状データを参照することが可能となり、沸騰現象の数値解析モデルに必要な検証が可能となった。さらに、サブクール度に依存した離脱時の気泡形状に関する重要な知見が得られ、また、気泡成長過程に対する既存の気泡成長理論式との比較検討によって、気泡成長過程の適用範囲を明らかにすることができた。

6.1.2. 非経験的な沸騰・凝縮モデルの構築と検証

「準静的熱平衡過程」の仮定に基づいた非経験的な沸騰・凝縮モデルを構築し、サブクール・プール沸騰可視化詳細データベースを用いたモデル検証を行い、混相流数値解析手法MARSを基礎とした沸騰現象に関する新たな直接数値解析手法を確立した。

具体的には、まず、MARSに組み込まれている沸騰・凝縮モデルに対して、詳細データベースで得られた気泡成長サイクルのうち、気泡成長および気泡凝縮・消滅過程に着目した検証を行い、従来モデルは詳細データベースや理論式と比較して相変化量を過小評価する問題点を摘出した。この点を解決するため、従来の相変化モデルに対して気液相変化時の大きな密度変化の影響を考慮した修正相変化モデルを提案し再検証を実施した。その結果、修正相変化モデルで評価された相変化量は従来モデルと比較して一定の改善は認められたが、気泡成長過程における蒸発量は逆に過大評価に転じる結果となった。この原因を探るため、気泡成長過程に関する支配因子を検討した結果、初期温度場に考慮するサブクールの影響や、過熱液による気泡表面での蒸発の寄与が大きいことを明らかにした。また従来モデルの前提である「準静的熱平衡過程」の適切なモデル表現を検討し、修正相変化モデルが「瞬間的に熱平衡に至る」過程のみを反映したモデルであること、またもう一方の「無限にゆっくりと変化する」過程は考慮されていないことを見出した。これは、従来モデルが相変化は瞬間的に生じる、つまり気液界面厚さを無視したモデルであったことを示唆しており、気液界面は有限厚さを有しているという事実にも則り、相変化界面の進行が有限な気液界面幅を通過するまでの特性時間、すなわち相変化時の「緩和時間」の導入を非定常熱伝導の観点から検討した。その結果、非定常熱伝導解析によって得られた熱浸透深さと緩和時間を考慮して導出された気液界面幅との比が0.3の一定値（不変値）になるという関係を導き出した。この熱浸透深さと気液界

面幅の関係は、相変化が100%完了すると仮定した熱浸透深さに対して、気液界面幅に相当する30%は「無限にゆっくりと変化する」過程に対応して瞬間的には相変化しないと解釈することができる。つまり、気液界面を含む計算格子に対して、「瞬間的に熱平衡に至る」過程を表現する修正相変化モデルの適用条件として、全界面領域が相変化を終了するのに必要な時間「緩和時間」の概念を導入する、すなわち「無限にゆっくりと変化する」過程をモデル化することによって、非経験的な沸騰・凝縮モデルが実現した。これにより、気泡成長時の蒸発量や気泡凝縮・消滅過程の凝縮量の評価は従来モデルに比べて大幅に改善され、可視化詳細データベースや気泡成長理論式とも定量的に良い一致が得られた。これらの結果より、相変化界面における緩和時間の考慮が気泡成長速度や凝縮速度の高精度な予測に対して非常に重要であることを明らかにした。また、効率的に気泡成長段階の時間発展計算を行うパッチワーク計算を考案し、気泡成長初期（慣性支配）から後期（熱伝達支配）にかけての遷移段階を、非経験的な沸騰・凝縮モデルを組み込んだMARSによる直接数値解析手法によって予測できる見通しを得た。

以上、本研究で構築した沸騰現象の直接数値解析手法は、サブクール・プール沸騰時の気泡核からの気泡成長あるいは気泡の凝縮や消滅に関する素過程を数値シミュレーションによって忠実に再現できることを示した。このことは、従来の巨視的な予測モデルにおいて不可欠であった実験相関式には依存しない、沸騰現象の非経験的な微視的モデルが確立できたことを意味している。また、従来の微視的モデルにはない準静的熱平衡過程に基づく「相変化時の緩和時間」という新たな概念をモデル化できたことは、本研究における画期的な成果であると言える。

6.1.3. 直接数値予測手法の適用例（単一気泡の離脱挙動シミュレーション）

構築した非経験的な沸騰・凝縮モデルによる直接数値解析手法の適用例として、サブクール・プール沸騰における単一気泡の離脱挙動に着目した数値シミュレーションを実施した。

まず、気泡離脱に至る気泡形状の時間的変化やサブクール度、さらに初期温度場の影響について、可視化詳細データベースを用いた検証を実施し、以下の結果を得た。

- ・ 詳細データベースで得られた最大気泡径を初期値とした数値解析を行い、サブクール度の増加とともに、気泡形状はより縦長へと伸長し、気泡発生から短時間で伝熱面より離脱する傾向や気泡アスペクト比の時間変化について、実験結果と定性的に良い一致を得た。
- ・ また、離脱履歴のある初期熱流動場を用いることで、離脱時の気泡形状予測が大幅に改善した。

次いで、気泡が伝熱面より離脱する際に同伴されて形成する高温プルームの構造を調べるため、本解析手法による数値シミュレーションを実施し、以下の結果を得た。

- ・ 数値解析結果をボリュームレンダリングによる温度分布や流線によって可視化表示することより、温度の異なる複数のプルームが気泡離脱に伴って形成される機構を見出し、その過程を明らかにした。

さらに、気泡離脱挙動が気泡に作用する表面張力や伝熱面上の濡れ性について、表面張力係数ならびに接触角の影響を数値シミュレーションによって検討を実施し、以下の結果を得た。

- ・ 表面張力係数を大きく変化させた場合、気泡の離脱が促進される傾向を示し、気泡に作用する表面張力係数の大きさが気泡離脱に影響することを明らかにした。
- ・ 気泡離脱挙動に及ぼす伝熱面濡れ性の影響を検討し、伝熱面の濡れ性が向上にするに伴い、気泡の離脱は促進され、伝熱面内部の温度も低下するこ

とを明らかにした。したがって、見かけの接触角，すなわち濡れ性が気泡離脱挙動に大きく影響することを本検討により明らかとした。

最後に，気泡離脱に伴って伝熱面上の伝熱特性がどのように影響されるのかを検討するため，気泡離脱に伴う壁面熱流束や表面温度の時間変化またはサブクール度の影響を評価した結果，以下の結果を得た。

- ・ 気泡離脱に伴い壁面熱流束は気泡底部の接触線近傍で急激に上昇することを確認した。また，サブクール度の上昇に伴い，気泡離脱における気泡底部の接触線近傍の壁面熱流束も上昇することが分かった。

以上，サブクール・プール沸騰の伝熱面からの気泡離脱挙動に対して，本手法を用いた数値シミュレーションを適用することで，気泡離脱形状のサブクール度依存性や気泡離脱に及ぼす表面張力や伝熱面濡れ性の影響を明らかとし，さらに，実験では得ることが困難である気泡周りの速度場および気泡離脱に伴い形成される高温プルームの詳細な構造，伝熱面上の壁面熱流束，壁温の詳細な時空間分布など，沸騰現象のメカニズムを解明するために必要となる貴重な知見を得た。

6.2. 今後の課題と展望

Fig. 6.1 に、Gaertner [6.1] により報告されたプール沸騰時の核沸騰における沸騰曲線とそれに対応した沸騰気泡の様相を示す。ここで、図中、沸騰曲線の横軸は過熱度 ΔT (伝熱面温度から液体の飽和温度との差)、縦軸は熱流束を表す。図より、低過熱度の場合には気泡の発生頻度や伝熱面上での発泡点密度も少ないため、発生した気泡は周りの気泡との干渉が少なく、孤立気泡の状態 (図中(a)) を示すことが分かる。これに対し、過熱度が大きくなって熱流束が増すと、気泡の発生頻度は増加して気泡の合体が生じるため、気泡柱が形成される (図中(b))。さらに過熱度が上昇していくと、気泡柱同士が合体して巨大なマッシュルーム型の蒸気塊を形成し (図中(c))、その蒸気塊同士の合体が進行すると (図中(d))、最終的にバーンアウトに至る過程が示されている。このバーンアウト点での熱流束のことを限界熱流束と呼んでおり、機器の安全性確認のためには非常に重要なパラメータである。

上述したプール中でのバーンアウトの発生機構はいまだ明らかにされておらず、限界熱流束の機構論的なモデルとして、以下のモデルが提案されている

- 1) Zuber [6.2] による流体力学的不安定モデル
 - ・ 伝熱面に向かう液体と伝熱面から出てくる蒸気の流れの安定性がくずれた時点で発生
- 2) Katto and Yokoya [6.3] によるマクロ液膜消耗モデル
 - ・ 蒸気塊の底部に存在するマクロ液膜が消耗しきる時点で発生
- 3) Dhir and Liaw [6.4] による定常蒸気柱モデル
 - ・ ミクロ液膜の蒸発に伴う 3 相界面での密度とそこでの熱移動量が最大を示した時点で発生

しかしながら、バーンアウト発生時の詳細なメカニズムを可視化によって直接観察することは非常に困難であるため、いずれの説が正しいのか、あるいは別の機構で決まるのかについては未だ結論が出ていないのが現状である。したがって、このバーンアウトに至るメカニズムの解明やその限界熱流束の予測に本論文で構築した直接解析手法により可能とすることが、本研究における最終目標であると考えている。

そこで、以上のバーンアウト発生メカニズムの解明や限界熱流束の予測のためには、Fig. 6.1 で示したような沸騰気泡挙動の様相を本手法によって再現する必要がある。本論文で検証し再現可能となった気泡挙動は、Fig. 6.1 中の (a) 単一孤立気泡の成長素過程のみである。しかしながら、Fig. 6.1 (b) 以降の連続気泡の発生に伴う気泡同士の合体については、本手法の基礎とした **MARS** によって再現できることは既に実証されており、残るは伝熱面上に存在する発泡点密度をどのように表現するかが今後の課題である。ここで、発泡点密度は伝熱面の性状や過熱度等の複数の要因に支配されており、さらに発泡核のサイズは過熱度に依存しているため、伝熱面上の過熱度分布も考慮する必要がある。また、発泡のメカニズム自体もいまだ解明されていないため、その発泡位置を正確に予測することは現時点では不可能である。しかしながら、実験データに基づく相関式はこれまでの研究によって数多く報告されており、例えば、Hibiki and Ishii [6.5] は、広範囲な流動条件においてプール沸騰や強制対流沸騰に適用可能な発泡点密度の相関式を提案している。そこで、このような既存の相関式から発泡点密度を得ることができれば、その発泡点密度に従った気泡核分布を伝熱面上に配置させるスキームを構築することによって、過熱度の上昇に伴う発泡点の増加を再現することが可能となり、最終的には本研究で構築した直接数値解析手法を基盤として、限界熱流束の予測が可能になるものと期待できる。

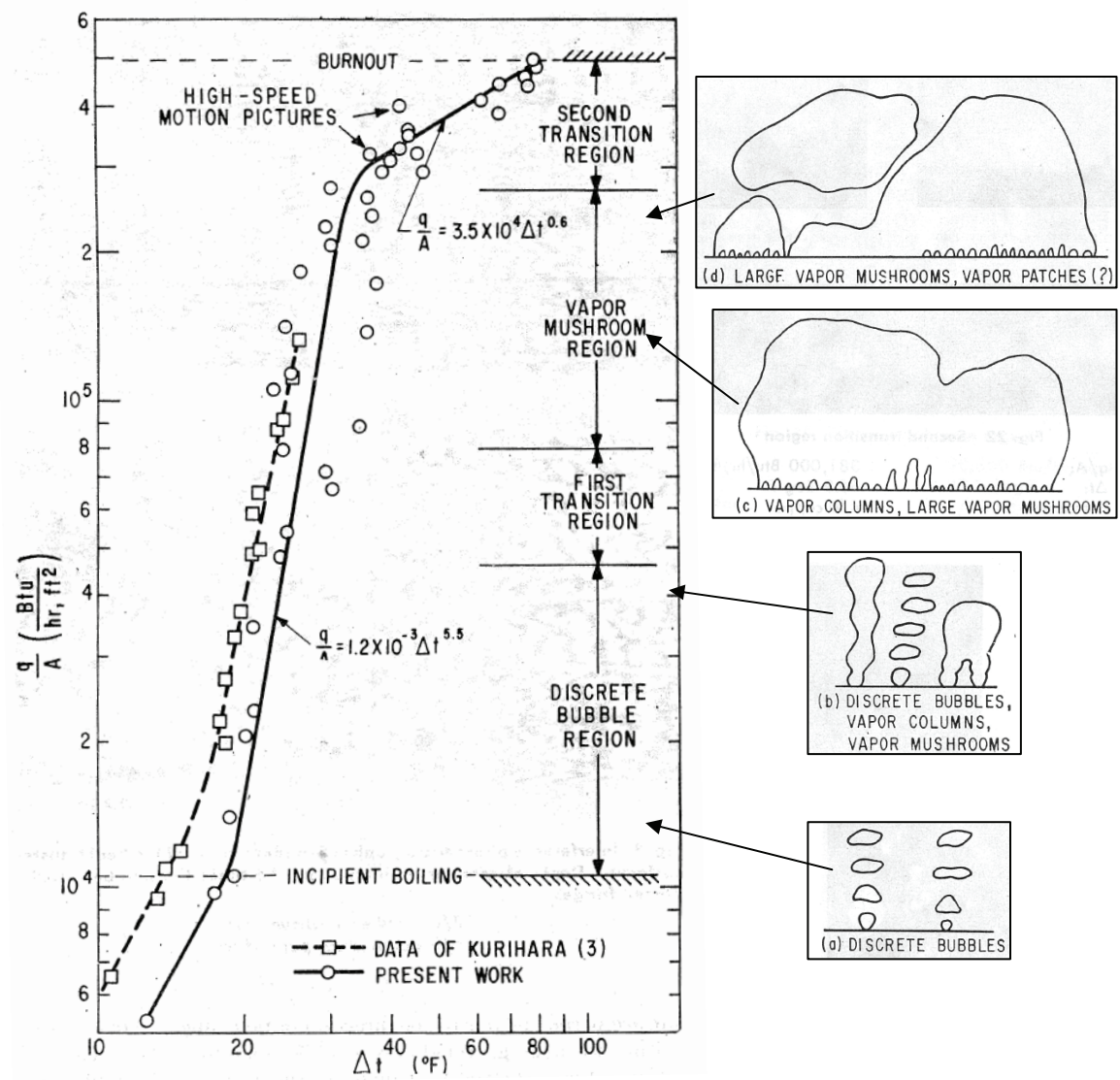


Fig. 6.1 Gaertner's [6.1] Boiling curve and identification of vapor structures in nucleate boiling

参考文献

- [6.1] Gartner, R. F., Photographic study of nucleate pool boiling on a horizontal surface, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 87, 17-29 (1965).
- [6.2] Zuber, N., Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer, AEC Report, AECU-4439 (1959).
- [6.3] Katto, Y. and Yokoya, S., Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 11, 993-1002 (1968).
- [6.4] Dhir, V. K. and Liaw, S. P., Framework for a unified model for nucleate and transition pool boiling, *J. Heat Transfer*, Vol. 111, 739-746 (1989).
- [6.5] Hibiki, T. and Ishii, M., Active nucleation site density in boiling systems, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 46, 2587-2601 (2003).

謝 辞

本学位論文を纏めるにあたり、数多くの方々から度重なるご指導ご支援を賜りましたこと、この場を借りて心から深く感謝申し上げます。この成果は私個人ひとりの力では絶対に成しえなかったことで、影となり日向となり、数多くの方々の支えがあったからこそ、成就できたものと強く感じております。

皆様、本当にありがとうございました。

京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻教授 功刀資彰先生には、指導教官として本研究の実施の機会を与えていただき、またその遂行にあたり終始、ご指導を賜り、ここに深く感謝申し上げます。10 数年前、先生から学位取得を目指そうとその当時は夢物語かと思っておりましたが、このように論文を纏めあげることが現実のものとなりました。また、修士課程からの 5 年間、大変有意義な人生修行を行えました。本当にありがとうございました。

株式会社大和システムエンジニア 代表取締役 庭本伸行社長には、在職中にもかかわらずこの 5 年間、自分のわがまを快く引き受けて下さり、本当に感謝の念が堪えません。今後はこの経験を遺憾なく発揮し、会社に貢献して参る所存です。本当にありがとうございました。

京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻教授 杉本純先生、同専攻准教授 横峯健彦先生ならびに同専攻講師 河原全作先生には、学位論文の細部に渡るご指導ならびに貴重なご助言を賜り、深く感謝申し上げます。ご多用のなか、長時間にわたり真剣なご議論が行えたこと、非常に有益な経験ができました。本当にありがとうございました。

東京理科大学基礎工学部電子応用工学科准教授 佐竹信一先生ならびに山梨大学大学院医学工学総合研究部機械システム工学専攻准教授 山本義暢先生には、本論文を始めとしてこれまでに数多くのご指導ならびに有益なご助言を賜り、深く感謝申し上げます。本研究を遂行するうえで非常に有用な知見となりました。本当にありがとうございました。

日本原子力研究開発機構原子力基礎工学研究部門熱流動研究グループグループリーダー 高瀬和之博士および研究主幹 吉田啓之博士を始め同研究グループの皆様，ならびに，同部門原子力センシング研究グループグループリーダー 呉田昌俊博士を始め同研究グループの皆様には，本研究期間中，有益なご助言を賜り，深く感謝申し上げます．私が両研究グループに在籍中に習得した経験が本論文の糧になっているといっても過言ではありません．
本当にありがとうございました．

日本原子力研究開発機構 伊藤啓博士，米本幸弘博士ならびに永武拓博士，また向創太様には，大学院在学中から公私に渡り，大変お世話になりました．また，研究に限らず様々な議論や経験を共有できたこと，大きな財産となりました．本当にありがとうございました．

京都大学大学院工学研究科原子核工学専攻 功刀研究室の皆様，大変お世話になりました．特に秘書の副島聖様には研究遂行にあたり様々な事務的处理を嫌な顔をせず快く引き受けて下さり，大変感謝しております．

また，私がこのように無事に大学院生活を送れたのも，修士課程からの同期である植木祥高君からの心強いサポートのお陰であると感謝しております．
本当にありがとうございました．

これまで 5 年間に渡り，大学院生活のご支援をいただいた義父母ならびに義兄姉家族に深く感謝申し上げます．度重なる出張不在のなか，家族を大切に守って下さり，本当にありがとうございました．

また，これまで温かく見守ってくれた両親に感謝申し上げます．

そして，最後まであきらめずに私を心から支えてくれた最愛の妻と娘へ，
本当にありがとう．

なお，本研究の一部は，文部科学省 GCOE プログラム「地球温暖化時代のエネルギー科学拠点」(J-051) 事業の助成を受けている．ここに，記して感謝申し上げます．